

Manipulation de l'état interne d'un atome par transitions Raman

Dans ce second chapitre nous décrirons comment isoler deux niveaux dans le spectre de notre atome de rubidium, et comment manipuler ce système à deux niveaux. Notre choix s'est porté sur deux sous-niveaux de l'état fondamental :

$$|\downarrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 1, m_f = 1\rangle \quad \text{et} \quad |\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle . \quad (\text{II.1})$$

En référence au vocabulaire de l'information quantique, nous parlerons de « qubit » codé sur l'état interne d'un atome. Nous allons voir qu'il est possible de manipuler ce bit quantique à l'aide de transitions Raman stimulées. On réalise ainsi des « opérations à un qubit », c'est-à-dire des rotations arbitraires sur la sphère de Bloch associée à ce système à deux niveaux. Notons dès à présent que ces rotations du qubit sont très importantes car ce sont elles qui vont nous permettre de caractériser la qualité de l'état intriqué de deux atomes que nous allons créer (cf. chapitre V).

J. Beugnon avait démontré dans sa thèse la possibilité de manipuler un tel qubit à l'aide de lasers à 810 nm [63]. Nous montrerons comment ce système fonctionne et présenterons quelques résultats nouveaux obtenus à l'aide de ce dernier, comme la réalisation de franges de Ramsey en phase. Après plusieurs mois d'utilisation de ce système laser Raman à 810 nm, nous avons réalisé que la qualité des rotations était limitée. Il semble qu'un problème technique que nous n'avons pas réussi à identifier limitait son efficacité. Nous avons donc décidé de mettre en place un système permettant de réaliser des transitions Raman stimulées à l'aide de lasers à 795 nm. Cette dernière méthode s'est avérée être plus performante et nous l'avons donc utilisée pour caractériser l'état intriqué que nous créons par blocage de Rydberg.

Le plan de ce chapitre sera le suivant. Après un bref rappel sur les transitions Raman stimulées, nous présenterons succinctement les deux systèmes Raman (810 nm et 795 nm). Nous nous focaliserons ensuite sur le premier système en le détaillant et en présentant les résultats obtenus avec celui-ci. Nous ferons ensuite de même avec le système à 795 nm et justifierons finalement notre choix de ce dernier.

J. Beugnon a expliqué en détail comment manipuler un qubit codé sur un atome de rubidium dans sa thèse [63]. Nous ne détaillerons donc pas la plupart des calculs dans ce chapitre.

II.1 Manipuler le qubit à l'aide de transitions Raman

II.1.1 Choix du qubit

Nous avons expliqué en introduction de ce manuscrit que nous souhaitons isoler deux niveaux dans le spectre d'énergie du ^{87}Rb afin d'y coder un qubit. Justifions rapidement notre choix de niveaux.

- En premier lieu, il faut choisir deux niveaux ayant une longue durée de vie. Cela peut être par exemple deux états de Rydberg circulaires, comme dans les expériences du groupe de S. Haroche [12], mais ces états sont difficiles à préparer. Il peut aussi être avantageux de choisir deux sous-niveaux de l'état fondamental. Pour les alcalins, l'état fondamental de moment orbital $l = 0$ possède deux niveaux hyperfins séparés de quelques GHz. Pour le ^{87}Rb , l'état fondamental est constitué de deux niveaux hyperfins $|f = 1\rangle$ et $|f = 2\rangle$ séparés d'environ 6,8 GHz (cf. annexe A). Lorsque nous appliquons notre champ magnétique de quantification, la dégénérescence Zeeman de ces deux niveaux hyperfins est levée. C'est ce dernier choix que nous avons fait.
- Ensuite, on peut coder le qubit soit sur deux sous-niveaux Zeeman du même état hyperfin [18], soit sur deux sous-niveaux Zeeman d'états hyperfins différents. Notre choix s'est porté sur la deuxième solution car la détection de l'état du qubit est beaucoup plus simple à mettre en œuvre (cf. section II.2.2).
- Il faut déterminer quels sous-niveaux Zeeman nous allons utiliser. Le choix le plus logique est de prendre les deux sous-niveaux $|f = 1, m_f = 0\rangle$ et $|f = 2, m_f = 0\rangle$ car ils sont, au premier ordre, insensibles au champ magnétique, ce qui augmentera leur temps de cohérence. C'est le choix qu'avait fait J. Beugnon lors de sa thèse. Toutefois, l'excitation de l'état de Rydberg que nous avons choisi pour les expériences de blocage dipolaire ($|58D_{3/2}, f = 3, m_f = 3\rangle$) n'est pas possible à partir d'un de ces deux niveaux à cause des règles de sélection¹ [76, 77].
- Enfin, parmi les autres qubits « disponibles », il faut en choisir un qui soit simple à préparer (par exemple par pompage optique) et dont la manipulation n'est pas interdite par les règles de sélection.

Finalement nous avons choisi, pour des raisons pratiques, le qubit suivant :

$$|\downarrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 1, m_f = 1\rangle \quad \text{et} \quad |\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle. \quad (\text{II.2})$$

Afin de manipuler l'état d'un tel qubit, deux méthodes sont utilisées dans la communauté. La première consiste à réaliser des transitions dipolaires magnétiques entre ces deux niveaux à l'aide d'un champ électromagnétique radiofréquence (RF) [17]. La seconde consiste à réaliser des transitions à deux photons (transitions Raman) [53, 54] et possède deux avantages sur la première. Premièrement, l'excitation à l'aide d'un champ radiofréquence ne peut pas être résolue spatialement lorsqu'on souhaite manipuler individuellement l'état de deux atomes séparés de seulement quelques micromètres² (la

1. Ceci n'est vrai que si l'on réalise l'excitation avec *un* faisceau laser ou avec une transition à *deux* photons. Par contre, un processus à trois photons pourrait en principe permettre une telle excitation.

2. On peut tout de même adresser les deux atomes en appliquant un fort gradient de champ magnétique qui va modifier la fréquence de résonance pour deux atomes séparés spatialement. Cette méthode a été

longueur d'onde associée est de l'ordre du centimètre). On peut par contre réaliser cette adressabilité en focalisant fortement des faisceaux laser. Deuxièmement, les fréquences de Rabi qu'on peut atteindre pour des transitions à deux photons avec des faisceaux fortement focalisés (plusieurs dizaines de MHz [54]) sont beaucoup plus grandes que celles typiquement atteintes avec des ondes RF (quelques centaines de kHz [19]). Notre choix s'est donc porté sur l'utilisation de transitions à deux photons.

II.1.2 Quelques rappels théoriques sur les transitions Raman stimulées

Rappelons brièvement comment on peut réaliser ces transitions à deux photons. Pour cela, considérons un système dit en configuration « Λ », c'est-à-dire possédant deux niveaux fondamentaux (non-dégénérés) et un état excité (voir figure II.1).

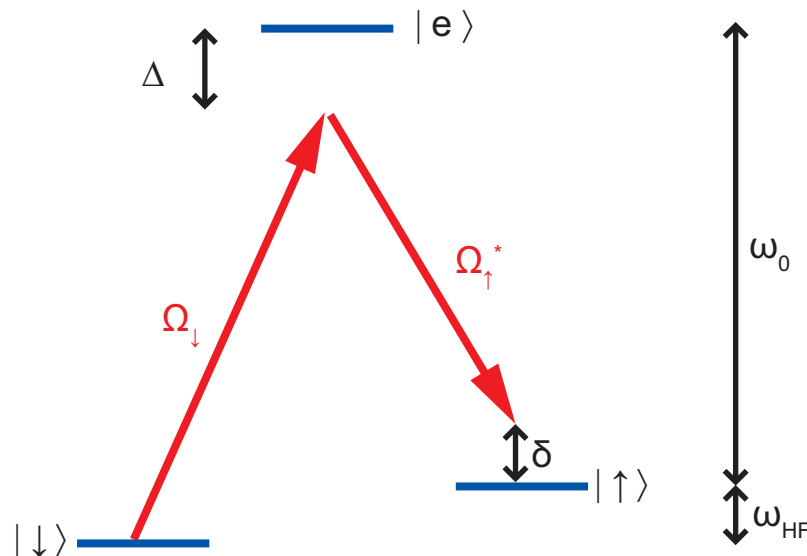


FIGURE II.1 – **Système en configuration Λ .** La pulsation ω_0 correspond à une transition dans le domaine optique.

Ce système à trois niveaux est mis en présence de deux ondes lumineuses de fréquences $\omega_{\downarrow,\uparrow}$ couplant les états $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$ à l'état excité $|e\rangle$ avec des fréquences de Rabi $\Omega_{\downarrow,\uparrow}$. On définit aussi les désaccords $\Delta = \omega_{\downarrow} - \omega_0$ et $\delta = \omega_{\downarrow} - \omega_{\uparrow} - \omega_{\text{HF}}$. Lorsque le désaccord δ est proche de zéro un atome peut réaliser une diffusion inélastique stimulée par les deux lasers qui peut le porter de l'état $|\downarrow\rangle$ à l'état $|\uparrow\rangle$ (ou le contraire) : on parle de transition Raman stimulée, et de manière plus générale de transition à deux photons. Lors de ce processus de diffusion, l'atome ne passe à aucun moment par l'état excité $|e\rangle$.

mise en œuvre avec des atomes de césium dans le groupe de D. Meschede [78]. L'équipe de J. Porto a aussi démontré l'adressabilité d'atomes de rubidium dans un réseau optique 3D à double puits (mais seulement pour chaque double puits) en tirant profit des déplacements lumineux dépendants de l'état interne [51, 52].

Nous ne détaillons pas ici les calculs de l'évolution de l'état d'un tel système. Des calculs très similaires seront détaillés dans le chapitre III pour un système à trois niveaux en échelle. Le résultat essentiel est que ce système à trois niveaux se réduit à un système à deux niveaux $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$ couplés de manière cohérente par les deux lasers avec une fréquence de Rabi :

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_{\downarrow} \Omega_{\uparrow}^*}{2 \Delta} \quad (\text{II.3})$$

Cette expression est vraie dans l'approximation du champ tournant ($|\Delta| \ll |\omega_0|, |\omega_{\downarrow, \uparrow}|$), et pour des « grands » désaccords (*i. e.* $|\Delta| \gg |\Omega_{\downarrow, \uparrow}|, \Gamma$). On remarque que cette fréquence de Rabi à deux photons varie comme la racine de la puissance de chacun des faisceaux lasers. Elle est également fortement augmentée lorsqu'on se rapproche de la résonance avec l'état excité (*i. e.* $\Delta = 0$), mais il faut alors faire attention à l'émission spontanée qui peut détruire l'oscillation de Rabi de la transition à deux photons. Enfin, les phases de chaque faisceau laser, qui sont « inscrites » dans les fréquences de Rabi, ont de l'importance : l'oscillation de Rabi à deux photons ne sera possible que si la phase des lasers est stable pendant la transition.

Ainsi, nous allons pouvoir faire toutes les expériences habituellement réalisées sur un système à deux niveaux (oscillations de Rabi, franges de Ramsey) sur ce système réduit à deux niveaux.

Règles de sélection

D'une manière plus générale, il faut, pour déterminer la force de la transition, prendre en compte tous les états excités $|e_i\rangle$ qui couplent « virtuellement » les états $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$. La formule générale donnant la force de la transition à deux photons entre les états $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$ est alors

$$\hbar \Omega_{\text{eff}} = \sum_i \frac{\langle \uparrow | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_{\uparrow}^* | e_i \rangle \langle e_i | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_{\downarrow} | \downarrow \rangle}{\Delta_i} . \quad (\text{II.4})$$

Les règles de sélection pour une transition à deux photons sont résumées dans la référence [77]. Elles sont relativement intuitives et peuvent être déduites de la formule II.4 et des règles de sélection pour une transition dipolaire électrique qui sont, pour un atome alcalin [76] :

$$\begin{aligned} \Delta l &= \pm 1 \\ \Delta j &= 0, \pm 1 \\ \Delta f &= 0, \pm 1 \\ \Delta m_f &= 0, \pm 1 , \end{aligned} \quad (\text{II.5})$$

avec interdiction de réaliser une transition $|f, m_f = 0\rangle \rightarrow |f' = f, m'_f = 0\rangle$.

II.1.3 Une présentation rapide des deux systèmes Raman

Nous avons sur notre expérience deux moyens de réaliser des transitions à deux photons entre les niveaux $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$. Détaillons quels sont, en théorie, les avantages et inconvénients de chaque méthode.

Système à 810 nm

La première méthode consiste à utiliser deux lasers à une longueur d'onde de 810 nm (figure II.2). Les lasers sont envoyés à travers l'objectif MiGOu : en fait, un des faisceaux Raman est le piège lui-même. Le piège a une polarisation linéaire verticale (polarisation π) et le second faisceau Raman a une polarisation linéaire horizontale ($\sigma^+ + \sigma^-$). Ce dernier faisceau est issu de la même fibre optique à maintient de polarisation que le piège dipolaire, mais est couplé dans cette fibre avec une polarisation perpendiculaire à celle du piège. Ces polarisations sont repérées par rapport à l'axe de quantification défini par le champ de biais $B = -9$ G selon l'axe vertical³. On est ici dans un régime où l'on est très loin de résonance. Le calcul de la fréquence de Rabi est complexe, car il faut prendre en compte plusieurs sous-états des états excités $5P_{1/2}$ et $5P_{3/2}$. On montre [67] que la fréquence de Rabi à deux photons vaut

$$\Omega = \frac{\Omega_{\text{Raman}} \Omega_{\text{piège}}^*}{2 \Delta_{\text{Raman}}}, \quad (\text{II.6})$$

avec

$$\frac{1}{\Delta_{\text{Raman}}} = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{\delta_{1/2}} - \frac{1}{\delta_{3/2}} \right). \quad (\text{II.7})$$

Remarquons que le désaccord effectif Δ_{Raman} n'est pas le même que celui qui est utilisé pour calculer la profondeur du piège (cf. équation I.15). Le premier est relié à la diffusion Raman (diffusion inélastique avec changement des nombres quantiques hyperfin et/ou magnétique) alors que le second est relié à la diffusion Rayleigh (diffusion élastique sans changement des nombres quantiques hyperfin et magnétique) [79].

On remarque que lorsque le désaccord est très grand devant l'écart de structure fine entre les états $5P_{1/2}$ et $5P_{3/2}$, la fréquence de Rabi à deux photons tombe à zéro. Dans la somme II.4, il y a alors interférence destructive entre les chemins $|\downarrow\rangle \rightarrow |5P_{1/2}\rangle \rightarrow |\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle \rightarrow |\uparrow\rangle$. Pour nous, le désaccord $\delta_{1/2}$ vaut environ 7 THz et l'écart de structure fine vaut environ 7 THz, nous sommes donc dans le bon régime de désaccord.

Le faisceau piège a typiquement une puissance de 0,5 mW et la taille de son col est de 0,89 μm . En utilisant une puissance de l'ordre de 3 μW pour le second faisceau Raman qui lui est superposé, la fréquence de Rabi est de l'ordre de 250 kHz. Ceci nous permet de manipuler l'état de l'atome sur une échelle de temps de l'ordre de la μs . On pourrait aussi manipuler le qubit encore plus rapidement en augmentant simplement la puissance du second faisceau Raman [54]. Comme les deux faisceaux sont focalisés par l'objectif MiGOu sur un col de taille inférieure à 1 μm , on peut adresser sélectivement chacun des deux atomes [63]. De plus les faisceaux sont très loin de résonance ce qui limite fortement l'émission spontanée (on calcule que l'atome diffuse spontanément environ 0,8 photons par seconde par diffusion Raman spontanée [63]). Enfin, les deux faisceaux Raman sont copropageants et l'effet Doppler ne joue donc pas de rôle [80].

3. Par convention, nous dirons que nous travaillons avec les états $|5S_{1/2}, f = 1, m_f = +1\rangle$ et $|5S_{1/2}, f = 2, m_f = +2\rangle$ avec un champ de quantification *négalif*. Nous aurions aussi bien pu dire que nous travaillons avec les états $|5S_{1/2}, f = 1, m_f = -1\rangle$ et $|5S_{1/2}, f = 2, m_f = -2\rangle$, avec un champ de quantification positif...

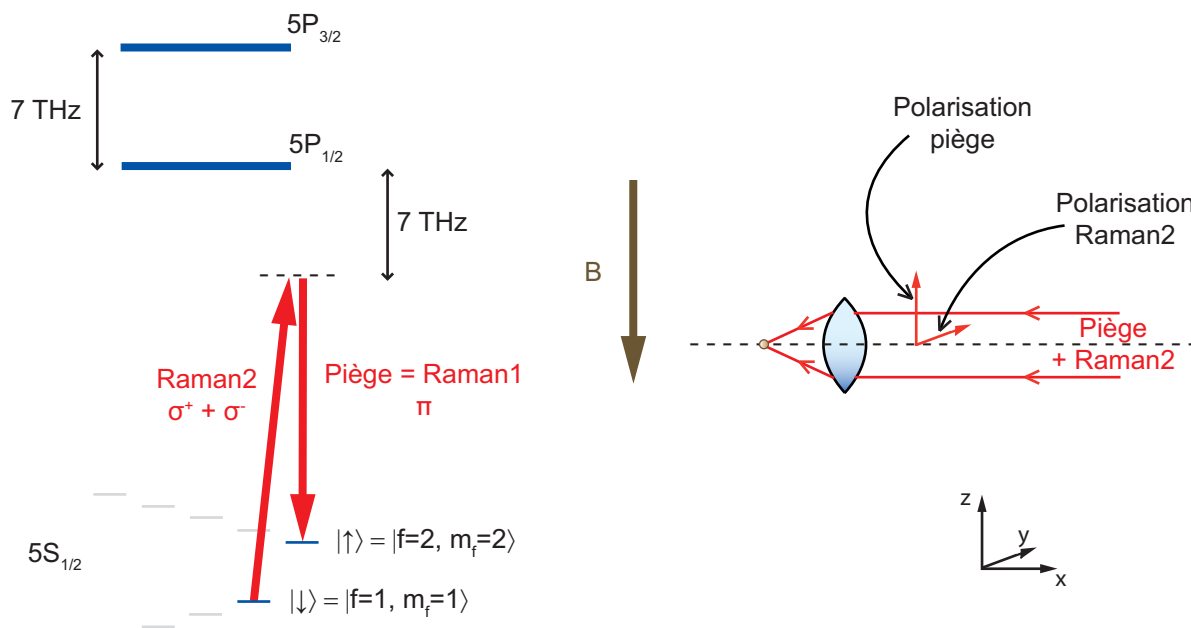


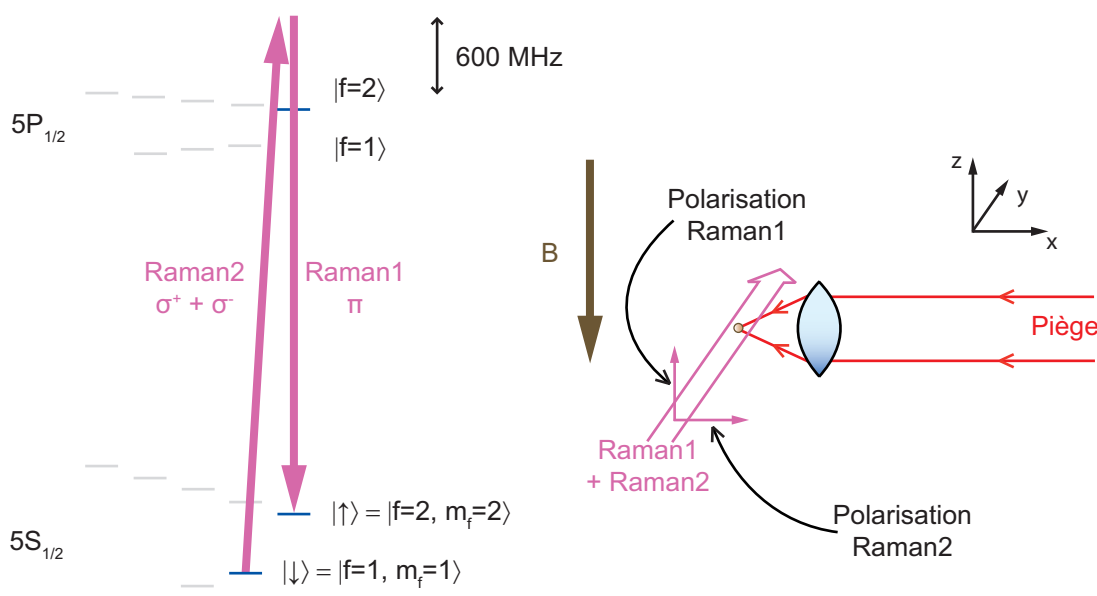
FIGURE II.2 – **Transitions Raman à 810 nm.** Le piège constitue lui-même un des faisceaux Raman. Le désaccord des faisceaux Raman est à peu près égal à l'écart de structure fine du niveau 5P.

Il faut également garder à l'esprit que le piège crée un déplacement lumineux des niveaux $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$: nous avons vu dans le chapitre I que ce déplacement est, en première approximation le même pour les deux niveaux du qubit. Le second faisceau Raman a typiquement une puissance 1000 fois plus petite que le piège donc le déplacement lumineux qu'il crée est également 1000 fois moindre et ne perturbe pas le piégeage.

Système à 795 nm

L'autre alternative que nous avons mise en œuvre consiste à utiliser deux faisceaux à une longueur d'onde de 795 nm (figure II.3). L'un d'eux est polarisé verticalement (π), et l'autre horizontalement ($\sigma^+ + \sigma^-$). Ces deux faisceaux se propagent horizontalement, mais ne passent pas par MiGOu⁴. On est ici relativement proche de résonance (transition D1 $|5S_{1/2}\rangle \rightarrow |5P_{1/2}\rangle$ à 795 nm), avec un désaccord qui vaut typiquement quelques centaines de MHz. Les intensités utilisées ne doivent donc pas être trop importantes pour éviter l'émission spontanée ; le mieux est d'équilibrer la puissance entre les deux faisceaux Raman. Cette « équirépartition » des puissances doit être réalisée en prenant en compte le fait que les couplages (coefficients de Clebsch-Gordan) pour chaque faisceau sont différents (cf. annexe A) et que seule la moitié de la puissance du faisceau « Raman 2 » contribuera à la bonne polarisation σ^+ . Le calcul de la fréquence de Rabi pour la transition à deux photons est ici très simple : seul le niveau excité $|5P_{1/2}, f' = 2, m'_f = 2\rangle$ est mis en jeu.

4. L'objectif MiGOu est en théorie limité par la diffraction à 795 nm. Nous avons initialement essayé de focaliser les faisceaux Raman à 795 nm à travers MiGOu pour bénéficier de l'adressabilité des deux pièges, mais n'avons jamais obtenu de résultats concluants.


 FIGURE II.3 – *Transitions Raman à 795 nm.*

Les faisceaux sont également copropageants et l'effet Doppler n'intervient donc pas.

Les deux faisceaux Raman sont focalisés sur un col d'environ $150 \mu\text{m}$, et les deux pièges séparés de quelques microns ne sont donc pas adressables. Pour ce système, si l'on veut atteindre une fréquence de Rabi de 250 kHz , il faut utiliser environ $35 \mu\text{W}$ de puissance par faisceau. Pour de telles puissances, chacun des faisceaux crée un déplacement lumineux des niveaux de l'ordre de 100 kHz .

En considérant un modèle simple à deux niveaux, le taux d'émission spontanée dû à chaque faisceau Raman n'est pas négligeable et vaut environ 9000 photons/s . Cependant, nous montrerons dans le chapitre III que lors d'une telle transition à deux photons, l'état excité n'est pas peuplé si la fréquence de Rabi de chaque faisceau Raman est supérieure à sa largeur naturelle (avec les chiffres que nous venons de donner, $\Omega/2\pi = 18 \text{ MHz}$ et $\Gamma/2\pi = 6 \text{ MHz}$, donc l'émission spontanée sera seulement diminuée, mais pas complètement supprimée). Mais il ne faut pas oublier que pour le faisceau « Raman 2 », la polarisation σ^- ne participe pas à la transition à deux photons mais va seulement engendrer de l'émission spontanée ! Au final sur les échelles de temps des expériences présentées dans ce chapitre ($< 100 \mu\text{s}$), l'émission spontanée jouera un rôle négligeable.

Conclusion

En conclusion, il semble que le système à 810 nm possède un avantage de taille sur son homologue fonctionnant à 795 nm : l'adressabilité. Celle-ci est importante lorsqu'on souhaite analyser un état intriqué à deux atomes, car elle est nécessaire à la réalisation d'un test des inégalités de Bell ou à une tomographie de la matrice densité. Nous avons donc commencé nos travaux avec ce système.

Pour vérifier la qualité du système laser, nous avons essayé de manipuler le qubit avec celui-ci.

Manipulation du qubit

Rappelons rapidement comment se comporte un système à deux niveaux $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$ (qubit) soumis à un couplage cohérent de fréquence de Rabi Ω et de désaccord δ . En partant de l'état $|\Psi(t=0)\rangle = |\uparrow\rangle$, la formule de Rabi [80] nous dit qu'après un temps d'interaction τ , l'état de l'atome sera

$$|\Psi(\tau)\rangle = \left[\cos\left(\frac{\Omega_g \tau}{2}\right) + i \frac{\delta}{\Omega_g} \sin\left(\frac{\Omega_g \tau}{2}\right) \right] e^{i\frac{\delta\tau}{2}} |\uparrow\rangle - i \frac{\Omega e^{i\varphi}}{\Omega_g} \sin\left(\frac{\Omega_g \tau}{2}\right) e^{i\frac{\delta\tau}{2}} |\downarrow\rangle, \quad (\text{II.8})$$

où la fréquence de Rabi généralisée vaut $\Omega_g = \sqrt{|\Omega|^2 + \delta^2}$. La phase $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ dépend des phases $\varphi_{1,2}$ des deux faisceaux réalisant la transition Raman (cf. formule II.3).

Dans ce chapitre, nous présenterons essentiellement deux types d'expériences, pour lesquelles l'état initial de l'atome est l'état $|\uparrow\rangle$. La première consiste à se placer à désaccord nul ($\delta = 0$) et à mesurer la probabilité d'être dans l'état $|\downarrow\rangle$ après une impulsion de durée τ . Cette probabilité est

$$P_{\downarrow}(\tau) = \sin^2\left(\frac{|\Omega|\tau}{2}\right). \quad (\text{II.9})$$

Elle oscille entre 0 et 1 à la fréquence de Rabi : on réalise ici ce qu'on appelle une *oscillation de Rabi*. Dans le langage de l'information quantique, on parle d'*opérations à un qubit*. On parle aussi de *rotation du qubit* car on peut décrire l'évolution de notre système à deux niveaux sur la sphère de Bloch [80]. On peut choisir la durée et la phase de l'impulsion à deux photons de manière à créer une superposition arbitraire des états du qubit. Par exemple, en réalisant une *impulsion- $\pi/2$* (i. e. $\Omega\tau = \pi/2$), on réalise une *porte de Hadamard*, c'est-à-dire qu'on crée la superposition $(|\uparrow\rangle - i e^{i\varphi} |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$. Notons que la phase relative dans cette superposition est définie arbitrairement (on peut par exemple la fixer à $\varphi = \pi/2$, l'état créé est alors $(|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$) et n'a de sens que si on la compare à celle d'une seconde rotation, de phase éventuellement différente.

La seconde expérience consiste à réaliser une impulsion- π (c'est-à-dire à se placer à $\Omega\tau = \pi$) et à mesurer la probabilité d'être dans l'état $|\downarrow\rangle$, en fonction du désaccord δ . On s'attend alors à trouver pour cette probabilité

$$P_{\downarrow}(\delta) = \frac{1}{1 + \frac{\delta^2 \tau^2}{\pi^2}} \sin^2\left(\frac{\sqrt{\pi^2 + \delta^2 \tau^2}}{2}\right), \quad (\text{II.10})$$

c'est-à-dire une fonction \sin^2 avec une « enveloppe » lorentzienne centrée autour de $\delta = 0$. La largeur à mi-hauteur du pic central est d'environ $0,8/\tau$ [63] pour une impulsion- π d'enveloppe carrée et de durée τ (par convention, nous parlerons dans la suite de largeur limitée par Fourier).

Afin de tester les performances de chacun des systèmes Raman, nous avons confronté nos résultats à ces formules théoriques.

II.2 Expériences réalisées avec le système à 810 nm

II.2.1 Système laser

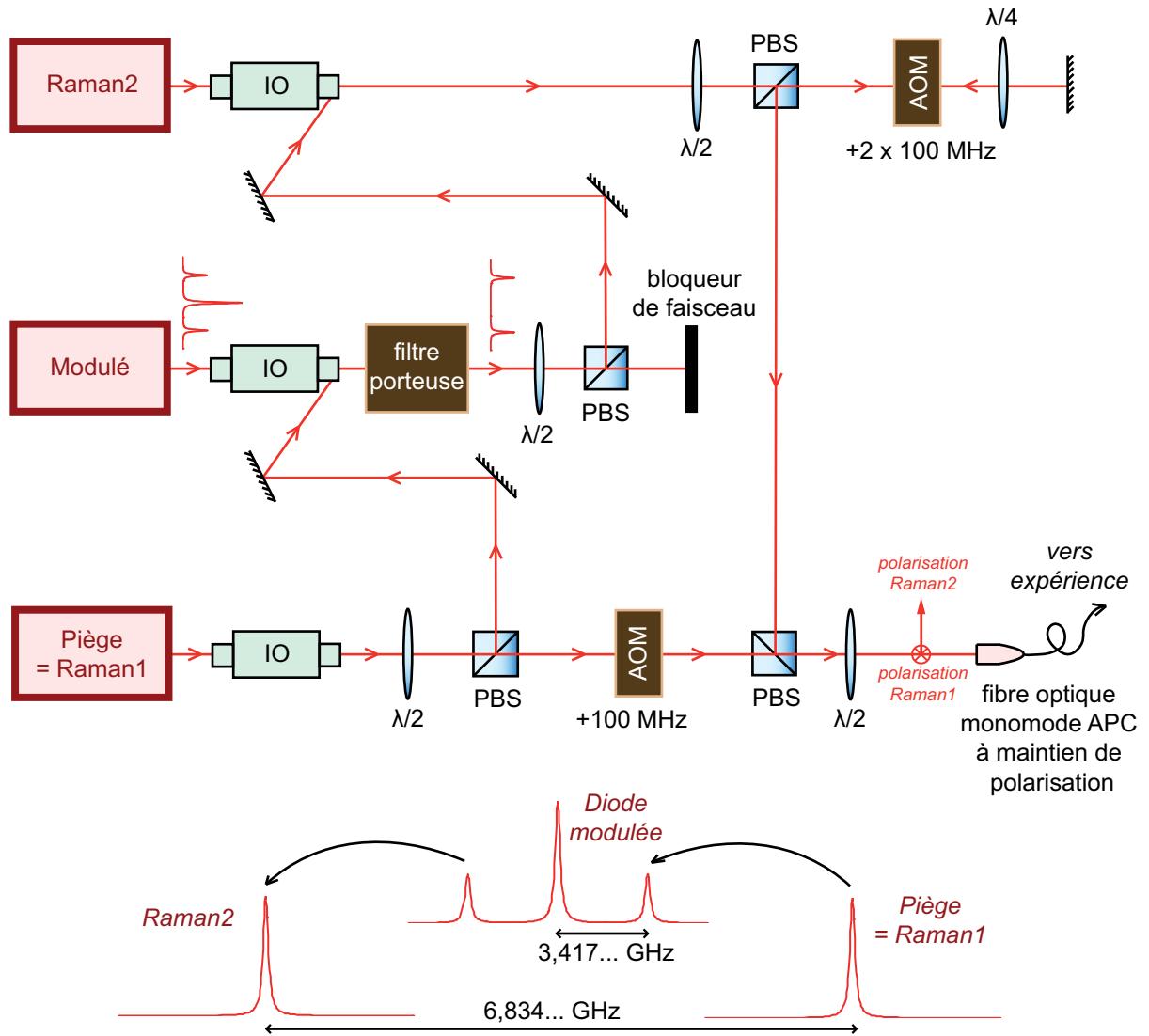


FIGURE II.4 – **Système laser Raman à 810 nm.** IO = Isolateur Optique. PBS = cube polarisant. AOM = Modulateur Acousto-Optique. Le faisceau piège est issu d'une diode sur réseau. Les deux autres diodes sont libres. Les AOM servent à modifier finement la différence de fréquence entre les faisceaux Raman et aussi à allumer et éteindre les faisceaux.

Comme nous l'avons précisé au début de ce chapitre, il faut, pour réaliser des transitions Raman, deux lasers dont la différence de fréquence est stable et résonnante avec la transition atomique. Pour réaliser des transitions cohérentes, il faut également que les phases de ces deux lasers soient stables pendant l'impulsion d'après la formule II.8.

Pour remplir ces deux conditions, nous utilisons le système décrit sur la figure II.4. Son principe est le suivant. Une diode laser à 810 nm est modulée à une fréquence d'environ 3,417 GHz, ce qui correspond à la moitié de l'écart hyperfin entre les sous-niveaux $f = 1$ et $f = 2$ de l'état fondamental du ^{87}Rb . Cette modulation est réalisée par un synthétiseur (stabilité en fréquence de l'ordre du Hz) qui module directement le courant de la diode. Ceci crée, sur son spectre, deux bandes latérales éloignées de 3,417 GHz par rapport à la fréquence porteuse. La diode laser du piège, qui constitue également le premier faisceau Raman, injecte cette diode modulée sur une des bandes latérales, et la diode modulée injecte elle-même la diode du deuxième faisceau Raman sur l'autre bande latérale. Au final, on obtient bien deux lasers avec une différence de fréquence de 6,834 GHz. Le phénomène d'injection garantit la stabilité en phase de ces deux lasers. Si l'on réalise un battement entre les deux faisceaux, on mesure typiquement un pic d'une largeur à mi-hauteur de 10 Hz. Les deux faisceaux Raman sont finalement couplés dans une fibre optique mono-mode APC à maintien de polarisation qui amène les faisceaux à l'expérience. Remarquons également que le faisceau de la diode modulée est filtré à l'aide d'un interféromètre de Mach-Zender avant d'injecter la seconde diode Raman, afin d'éviter d'injecter cette dernière sur la porteuse. On trouvera plus de détails concernant ce système dans la thèse de J. Beugnon [63].

Le second faisceau Raman passe par un AOM en double passage, ce qui permet d'allumer ou d'éteindre ce faisceau pendant un temps donné pour effectuer une transition Raman et de modifier finement la différence de fréquence entre les deux faisceaux Raman. Les deux AOM sont pilotés par deux synthétiseurs qui sont asservis en phase entre eux.

II.2.2 Détection de l'état du qubit

Si l'on veut vérifier qu'on est bien capable de manipuler le qubit avec des transitions Raman, il faut être capable de détecter son état. Il existe plusieurs méthodes permettant cela. On peut envoyer un faisceau « sonde » qui va faire fluorescer l'atome seulement s'il est dans l'état $f = 2$. On peut par exemple penser à une sonde accordée sur la transition fermée $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, f' = 3\rangle$ avec une intensité de l'ordre de I_{sat} . Mais on ne peut alors collecter qu'une quantité de photons limitée car l'atome est rapidement chauffé et expulsé hors du piège, ou dépompé dans l'état $f = 1$ à cause d'excitations hors-résonance [62].

Nous avons donc fait le choix d'une méthode basée sur un faisceau pousseur [81]. Cette méthode est décrite schématiquement sur la figure II.5. Son optimisation et la description des problèmes inhérents à ce système de détection sont faites dans la thèse [63] et nous ne rentrerons pas ici dans les détails. Cette méthode est basée sur l'illumination de l'atome par un faisceau pousseur résonnant avec la transition fermée $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, f' = 3\rangle$. Ce faisceau, non-rétro-réfléchi, va éjecter l'atome du piège seulement si celui-ci est initialement dans l'état $f = 2$. L'écart hyperfin de plusieurs GHz entre les niveaux $f = 1$ et $f = 2$ de l'état fondamental nous garantit que ce faisceau pousseur éjectera un atome seulement s'il était dans l'état $f = 2$. Après avoir envoyé ce faisceau (typiquement 10 μs), il suffit de vérifier la présence de l'atome en l'illuminant avec les faisceaux de la mélasse optique (et le repompeur) et en récoltant sa fluorescence :

- si l'atome est toujours présent, c'est qu'il était initialement dans l'état $f = 1$;

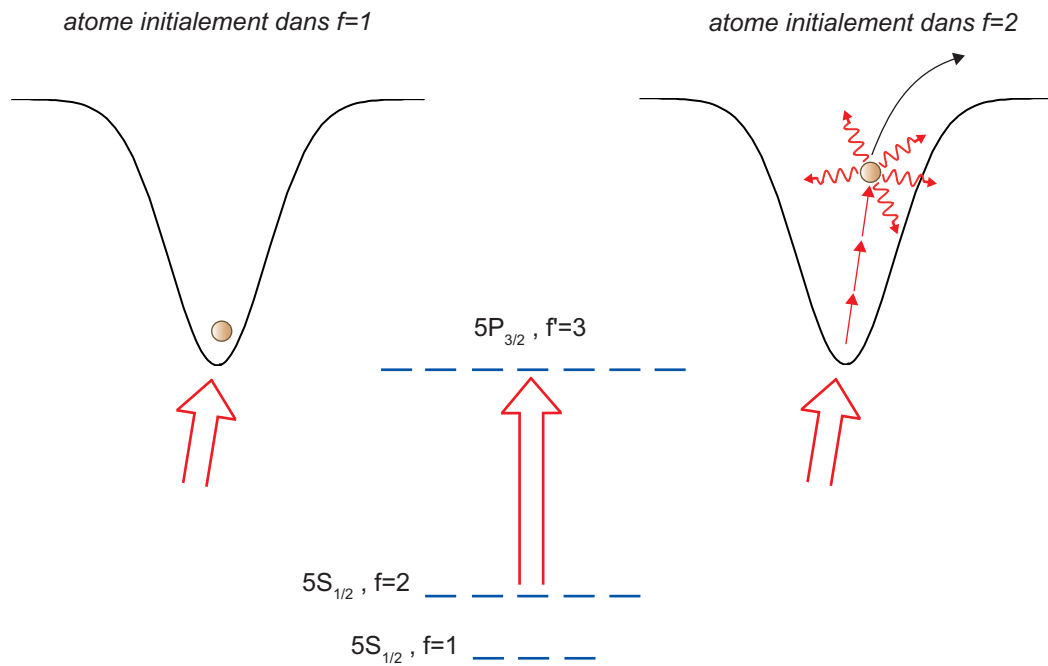


FIGURE II.5 – **Détection de l'état du qubit.** On envoie un laser résonnant avec la transition $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, f' = 3\rangle$ à 780 nm, polarisé σ^+ . L'atome est éjecté du piège seulement s'il était initialement en $f = 2$. Ce faisceau pousseur est issu de la même diode laser que celle permettant de former les faisceaux de la mélasse optique.

– s'il est absent, c'est qu'il était dans l'état $f = 2$.

En collectant cette fluorescence pendant 10 ms, on peut discriminer la présence de l'absence de l'atome avec un taux de confiance de 99 % (cf. section I.2.2, page 27).

Nous avons optimisé les paramètres de ce faisceau pousseur pour augmenter au maximum son efficacité. Il est polarisé σ^+ et est désaccordé de 6 MHz vers le rouge de la transition $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, f' = 3\rangle$. Le faisceau est focalisé au niveau de l'atome sur un col d'environ $70 \mu\text{m}$. Afin d'augmenter son efficacité, la profondeur du piège est baissée à 12 MHz avant de l'envoyer⁵. Nous utilisons typiquement une puissance de $300 \mu\text{W}$. Il faut aussi faire attention à ne pas envoyer une puissance trop importante; en effet, on peut alors avoir une excitation hors-résonance du niveau $|5P_{3/2}, f' = 2\rangle$ et l'atome peut être dé pompé dans le niveau $f = 1$ de l'état fondamental avant d'être éjecté du piège, ce qui rendrait caduque notre méthode de détection.

Cette technique, bien qu'intrinsèquement destructive, possède deux avantages. Premièrement, une fois le faisceau pousseur envoyé on peut collecter un grand nombre de photons de fluorescence sans être limité dans le temps par des excitations hors-résonance : plus on collecte la fluorescence longtemps, meilleure sera la détection. Deuxièmement, elle permet

5. Moins le piège est profond, plus l'efficacité du faisceau pousseur sera élevée. Mais si la profondeur du piège est trop basse, on a une probabilité non nulle de perdre l'atome, indépendamment de son état interne. Cette profondeur de 12 MHz représente un bon compromis : la probabilité de recapturer l'atome est de 98 % après la séquence de la figure I.6, page 29.

de savoir, à chaque expérience, si l'atome est dans le sous-niveau hyperfin $f = 1$ ou dans le sous-niveau $f = 2$. Par contre, on n'obtient pas d'information sur son état Zeeman, ce qui peut compliquer l'interprétation de certaines expériences.

Finalement, lorsqu'on effectue des manipulations du qubit, on a ainsi accès à son état $|\downarrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 1, m_f = 1\rangle$ ou $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$.

Les postulats de la mécanique quantique nous disent que lorsqu'on effectue une expérience dans laquelle l'atome est préparé dans une certaine superposition des états $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$, on ne peut pas connaître le poids de chacun de ces états après seulement une itération de l'expérience, car la mesure projette l'état de l'atome sur $|\downarrow\rangle$ ou $|\uparrow\rangle$. Il faut répéter la préparation et la détection de l'atome plusieurs fois et moyenner le résultat des expériences pour avoir une information sur son état. Mais même dans des conditions idéales de préparation et de détection de l'atome, si on répète l'expérience un nombre fini de fois, on aura un bruit statistique sur l'état de l'atome détecté. Ce bruit statistique est inhérent au fait que la détection perturbe l'état de l'atome et est appelé *bruit de projection quantique* [82].

Si, pour une expérience donnée, on appelle p la probabilité d'être dans l'état $|\downarrow\rangle$ (et donc de recapturer l'atome après avoir envoyé le faisceau pousseur), la probabilité de recapturer k atomes après N itérations de l'expérience est donnée par la loi binomiale :

$$P(k) = C_N^k p^k (1-p)^{N-k}$$

Lorsque le nombre d'expérience est grand (nous répétons nos expériences typiquement 100 fois), cette distribution peut-être approximée par une gaussienne centrée en Np et d'écart-type $\sigma = \sqrt{Np(1-p)}$. Ainsi, l'incertitude sur la valeur p que nous mesurons peut être approximée par σ/N . Nous estimons donc p avec un intervalle de confiance à 68 % de $\pm\sigma$. J. Beugnon a montré dans sa thèse [63] que même après plusieurs centaines d'itérations, la qualité de notre détection de l'état interne de l'atome n'est pas limitée par des problèmes techniques, mais bien par le bruit de projection quantique [54]. Donnons quelques exemples :

- pour $p = 0,5$ et $N = 100$ expériences, on trouve une barre d'erreur de $\pm 0,05$;
- pour $p = 0,1$ et $N = 100$ expériences, on trouve une barre d'erreur de $\pm 0,03$;
- pour $p = 0,5$ et $N = 200$ expériences, on trouve une barre d'erreur de $\pm 0,04$.

Ces chiffres représentent les barres d'erreurs que nous avons typiquement dans nos expériences.

II.2.3 Spectre de la transition $|\uparrow\rangle \longleftrightarrow |\downarrow\rangle$

Nous avons utilisé la méthode de détection décrite dans le paragraphe précédent, ainsi que le dispositif Raman à 810 nm pour démontrer la possibilité de manipuler le qubit.

On souhaite effectuer des transitions entre les niveaux $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$ et $|\downarrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 1, m_f = 1\rangle$. Pour cela, il faut tout d'abord savoir quel est l'écart d'énergie ΔE entre ces deux niveaux. Sachant que l'atome est soumis à un champ de biais $B \approx -9$ G (10 A de courant), celui-ci vaut :

$$\Delta E = h\nu_{\text{HF}} + \mu_B B \left((+2) \times g_f^{(f=2)} - (+1) \times g_f^{(f=1)} \right), \quad (\text{II.11})$$

où $\nu_{\text{HF}} = 6,834\,682\,611$ GHz est l'écart hyperfin entre les sous-niveaux $f = 2$ et $f = 1$ de l'état fondamental, les g_f sont les facteurs de Landé et μ_B est le magnéton de Bohr. Les facteurs de Landé valent respectivement $1/2$ et $-1/2$ pour $f = 2$ et $f = 1$ [68]. Les niveaux $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$ et $|\downarrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 1, m_f = 1\rangle$ se déplacent donc, au premier ordre, linéairement avec le champ magnétique, avec des pentes de $1,4$ MHz/G pour $|\uparrow\rangle$ et $-0,7$ MHz/G pour $|\downarrow\rangle$. Ainsi, pour un champ de biais d'environ -9 G on s'attend à avoir la transition pour un désaccord d'environ $-18,2$ MHz par rapport à la condition $\frac{\Delta E}{h} = \nu_{\text{HF}} = 6,834\,682\,611$ GHz. Pour vérifier cela, nous avons effectué l'expérience suivante, basée sur la séquence donnée au premier chapitre (page 29)⁶ :

- une fois le piège baissé à une profondeur de 12 MHz, on prépare l'atome dans le niveau $|\uparrow\rangle$ par pompage optique (voir paragraphe suivant, page 58) ;
- on envoie les faisceaux Raman pendant une durée donnée ;
- on envoie le faisceau pousseur pour détecter l'état de l'atome ;
- finalement, on détecte la présence ou l'absence de l'atome pour savoir s'il était en $f = 2$ ou $f = 1$.

On répète cette expérience pour différentes valeurs du désaccord des faisceaux Raman, et pour chaque désaccord, on mesure la probabilité de recapturer l'atome en fin de séquence, c'est-à-dire la probabilité que l'atome soit en $f = 1$.

Si les faisceaux Raman sont trop désaccordés, on n'effectue pas de transition, l'atome reste dans l'état $|\uparrow\rangle$ et est ensuite éjecté par le faisceau pousseur. Par contre, si le désaccord est bien choisi, l'atome peut effectuer une transition vers $|\downarrow\rangle$. Il n'est alors pas affecté par le faisceau pousseur et est donc recapturé en fin de séquence. Le résultat obtenu pour une telle expérience est donné sur la figure II.6. On réalise un ajustement des données par la formule II.10 (page 48), qui suppose qu'on a réalisé une impulsion- π (voir section suivante). L'ajustement donne une durée d'impulsion $\tau = (7,46 \pm 0,15)$ μs , ce qui correspond à une largeur FWHM de 107 kHz. Cette valeur est en bon accord avec la durée de l'impulsion de $7,4$ μs mesurée indépendamment ; notre spectre est donc limité par Fourier. L'amplitude limitée de la raie mesurée est discutée dans les paragraphes qui suivent.

Le résultat expérimental correspond quantitativement bien à ce que nous attendions. Les faisceaux Raman nous permettent donc bien de manipuler notre qubit comme un atome à deux niveaux. En particulier, le centre de la résonance se situe à un désaccord de $(-18,250 \pm 0,001)$ MHz (la barre d'erreur est celle de l'ajustement), ce qui correspond bien à la valeur théorique supposant un champ de biais d'environ -9 G ($-18,9$ MHz).

Nous avons également essayé de faire des spectres plus fins spectralement, en rallongeant la durée de l'impulsion. Certains de ces spectres sont représentés en insert de la figure II.6. Nous avons observé des spectres limités par Fourier jusqu'à des durées d'impulsion de 50 μs , ce qui correspond à une largeur à mi-hauteur de 22 kHz. Le tableau II.1 résume les mesures effectuées :

6. Afin d'être sûr que le champ de biais est vertical, on utilise également trois paires de bobines servant à compenser le champ magnétique résiduel présent au niveau de l'atome. La procédure permettant de compenser ce champ résiduel est décrite dans la thèse [63]. Le principe est de chercher pour quel champ magnétique deux transitions Raman dont les fréquences varient de manière opposée avec le champ magnétique ont la même fréquence de résonance.

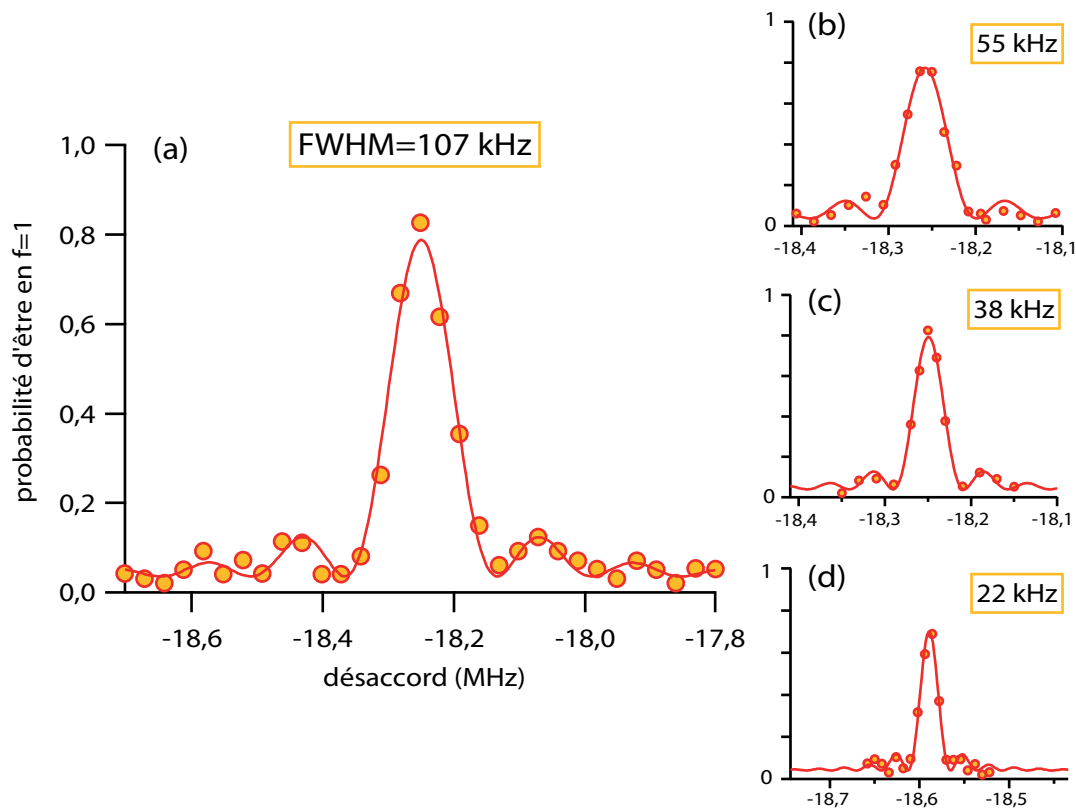


FIGURE II.6 – **Spectre de la transition** $|\uparrow\rangle \longleftrightarrow |\downarrow\rangle$. (a) : la durée de l'impulsion Raman est de $7,4 \mu\text{s}$. On mesure une largeur à mi-hauteur de 107 kHz (FWHM), limitée par Fourier. La raie est centrée à un désaccord de $-18,250 \text{ MHz}$. Chaque point est la moyenne de 100 expériences (environ 2 minutes par point). (b), (c), (d) : d'autres spectres limités par Fourier obtenus pour des durées d'impulsions Raman plus longues. Les durées associées sont données dans le tableau II.1. Pour le spectre (d), la valeur du champ de biais était différente, ce qui explique la position différente du centre de la raie.

	durée	largeur attendue	largeur mesurée
(a)	$7,4 \mu\text{s}$	108 kHz	$(107 \pm 2) \text{ kHz}$
(b)	$15 \mu\text{s}$	53,3 kHz	$(54,6 \pm 2) \text{ kHz}$
(c)	$20 \mu\text{s}$	40 kHz	$(38,0 \pm 1) \text{ kHz}$
(d)	$40 \mu\text{s}$	20 kHz	$(22,1 \pm 0,8) \text{ kHz}$

TABLE II.1 – **Largeurs des spectres limités par Fourier mesurés expérimentalement.**

Pour des durées d'impulsions supérieures à $50 \mu\text{s}$, la largeur des spectres n'était pas inférieure à 17 kHz : on n'est donc plus limité par Fourier, ce qui signifie que la différence d'énergie entre les niveaux $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ fluctue⁷ au cours du temps sur une échelle d'environ

7. On pourrait également penser à des fluctuations de la fréquence de Rabi, mais nous avons vérifié

$h \times 17$ kHz. En d'autres termes, le désaccord δ de nos lasers par rapport au centre de la raie fluctue. Il peut y avoir plusieurs raisons à cela.

- On peut tout d'abord penser à des fluctuations du champ de biais. Bien que le courant circulant dans les bobines soit asservi, on mesure des fluctuations relatives résiduelles d'environ 10^{-3} . Ces fluctuations de courant correspondraient à des fluctuations de la position du centre de la raie de 18 kHz. On peut aussi penser à des fluctuations du champ magnétique créé par les bobines de compensation ou à des champs magnétiques rayonnés à 50 Hz par les différents dispositifs électroniques.
- Cela peut également provenir de fluctuations de la polarisation du piège sur une échelle de temps de l'ordre de la seconde. En effet, on peut montrer que lorsque la polarisation du piège est circulaire, cela crée un déplacement lumineux vectoriel dont l'effet est équivalent à celui d'un champ magnétique effectif parallèle à l'axe de propagation [60, 62, 63]. Des fluctuations de la polarisation du piège (autour de la polarisation verticale π) sont donc équivalentes à des fluctuations de ce champ magnétique effectif. Pour nos paramètres, nous estimons son effet sur la position de la raie à des fluctuations sur une largeur de 3,8 kHz.
- Notre faisceau piège est fortement focalisé. Près de son col, la polarisation du faisceau n'est pas parfaitement linéaire, car des vecteurs d'ondes non parallèles à l'axe de propagation interviennent lorsque l'atome s'éloigne légèrement du centre du piège. Ceci est aussi équivalent à l'effet d'un champ magnétique effectif, et nous estimons sa contribution à 1,3 kHz de fluctuations [63].

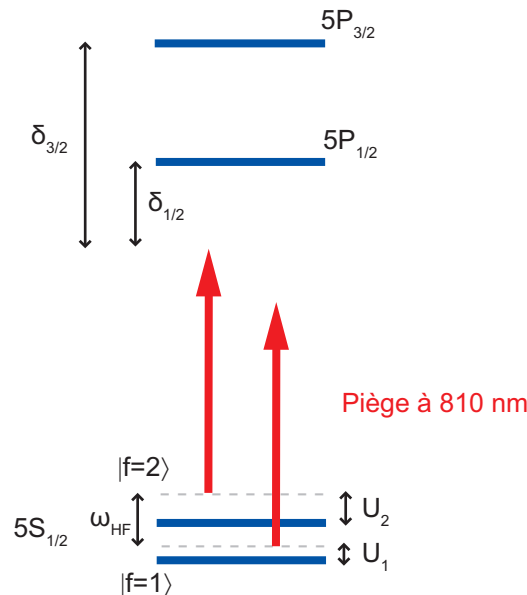


FIGURE II.7 – *Le déplacement lumineux différentiel.*

par un calcul numérique que celles-ci ne contribuent pas à élargir le spectre, elle diminuent seulement son amplitude.

- Finalement, les fluctuations d'intensité du piège peuvent contribuer au déplacement de la raie *via* le déplacement lumineux différentiel. Les niveaux $f = 2$ et $f = 1$ de l'état fondamental n'ont pas exactement le même désaccord par rapport aux états excités. Comme le déplacement lumineux est inversement proportionnel au désaccord, leurs déplacements lumineux ne seront pas exactement les mêmes. C'est cet écart qu'on nomme déplacement lumineux différentiel et qui est représenté sur la figure II.7. Avec les définitions de cette figure et en utilisant la formule I.15, il est simple de montrer que le déplacement relatif η des niveaux est

$$\eta = \frac{U_2 - U_1}{U_2} = \omega_{\text{HF}} \frac{1/\delta_{1/2}^2 + 2/\delta_{1/2}^2}{1/\delta_{1/2} + 2/\delta_{1/2}} . \quad (\text{II.12})$$

Pour notre piège, ce déplacement relatif vaut $\eta = 0,72 \times 10^{-3}$. Pour donner un ordre d'idée, ceci correspond, pour un piège d'une profondeur $U = 12$ MHz, à un déplacement lumineux différentiel de $\eta U = 8,6$ kHz.

Ce déplacement lumineux différentiel est également proportionnel à l'intensité du piège. Si celle-ci fluctue, le désaccord par rapport à la transition $|\uparrow\rangle \longleftrightarrow |\downarrow\rangle$ va également fluctuer. Nous avons mesuré des fluctuations de puissance du piège d'environ 2 %, ce qui correspond à des variations du déplacement lumineux de 0,17 kHz. Ce n'est encore une fois pas assez pour expliquer la largeur des raies observées. Ce déplacement lumineux différentiel est également modifié si l'atome est chauffé car il ne voit alors pas la même profondeur de piège. Mais nous avons vu au chapitre I que le taux de chauffage de l'atome vaut 0,8 mK/s, donc il n'est quasiment pas chauffé en quelques dizaines ou même centaines de μs .

Il y a un dernier point à souligner. Nous avons vu dans le chapitre I que l'énergie d'un atome au fond du piège varie d'une expérience à une autre, selon une distribution de Boltzmann à 3 dimensions [73] :

$$p(E)dE = \frac{E^2}{2(k_B T)^3} e^{-\frac{E}{k_B T}} dE . \quad (\text{II.13})$$

Il en sera donc de même pour l'intensité moyenne du piège vue par chaque atome et on aura donc une distribution des désaccords *via* le déplacement lumineux différentiel. Comme le déplacement lumineux différentiel est proportionnel à la profondeur du piège vue par l'atome, il y a une relation directe entre la distribution des énergies et celle des désaccords. En supposant que le désaccord soit nul lorsque l'atome est au fond du piège et en faisant l'hypothèse d'équipartition de l'énergie, on montre [81] que la distribution des désaccords est

$$p(\delta)d\delta = \frac{T_2^*}{2} \delta^2 e^{-T_2^* \delta} d\delta , \quad (\text{II.14})$$

où T_2^* est le *temps de déphasage réversible* défini par

$$T_2^* = \frac{2\hbar}{\eta k_B T} . \quad (\text{II.15})$$

Pour un atome de température $70 \mu\text{K}$ dans un piège de profondeur 12 MHz (*i. e.* $0,58 \text{ mK}$), l'essentiel de cette distribution est compris entre $\delta/2\pi = 0$ et $\delta/2\pi \approx \frac{8}{2\pi T_2^*} = 4,4 \text{ kHz}$. Cette contribution due au mouvement des atomes n'est donc pas complètement négligeable.

Au final, il semble que la contribution principale soit celle des fluctuations du champ magnétique directeur. Pour espérer voir des raies de largeur inférieure à 17 kHz , il faudrait donc utiliser une alimentation en courant d'une stabilité relative meilleure que 10^{-3} . Les autres contributions, en particulier celles dues au déplacement lumineux différentiel, peuvent éventuellement être diminuées en baissant la profondeur du piège. Pour les spectres dont la largeur théorique est inférieure à 17 kHz (non présentés), nous avons pu reproduire l'élargissement en faisant la convolution du profil de raie (formule II.10) par une distribution gaussienne du désaccord de largeur à mi-hauteur 13 kHz (FWHM) : cette valeur donne donc une estimation de l'amplitude des fluctuations de désaccord δ .

II.2.4 Rotation du qubit : des oscillations de Rabi sur un atome

Afin de tester notre système Raman, nous avons également réalisé des oscillations de Rabi entre les niveaux $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$. La séquence utilisée est exactement la même que celle utilisée pour tracer le spectre de cette transition, mais on se place à désaccord fixé (au centre de la raie) et on varie la durée de l'impulsion. On observe alors bien des oscillations

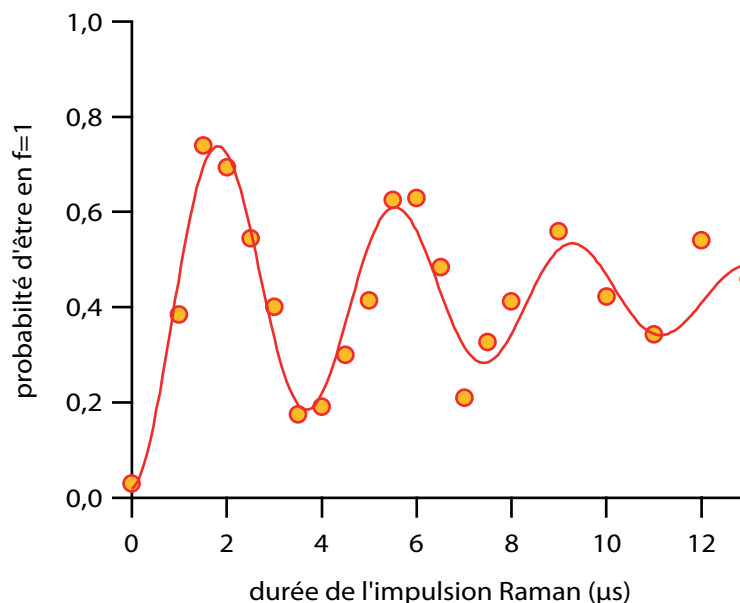


FIGURE II.8 – *Oscillation de Rabi entre les niveaux $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ à l'aide du système Raman à 810 nm.* L'ajustement donne une fréquence de Rabi $\Omega/2\pi = 268 \text{ kHz}$. Chaque point est la moyenne de 100 expériences.

de Rabi entre les deux niveaux du qubit. Pour le graphe de la figure II.8, la puissance du piège (premier faisceau Raman) est de $0,5 \text{ mW}$, et celle du second faisceau Raman est

de $3 \mu\text{W}$. Après ajustement par une fonction *cosinus* avec une enveloppe exponentielle, on trouve une fréquence de Rabi $\Omega/2\pi = 268 \text{ kHz}$. On remarque que les oscillations sont très rapidement amorties (après environ 3 arches). Cet amortissement sera discuté plus en détail dans le paragraphe II.2.8, page 65.

On voit donc ici que nous sommes capables, en envoyant une impulsion d'environ $2 \mu\text{s}$, de transférer de manière cohérente l'atome de l'état $|\uparrow\rangle$ à l'état $|\downarrow\rangle$ (impulsion- π), ou encore de créer une superposition $1/\sqrt{2}(|\uparrow\rangle - i|\downarrow\rangle)$ (impulsion- $\pi/2$), ceci avec une efficacité de l'ordre de 75 %.

II.2.5 Pompage optique dans le niveau $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$

Une fois cette démonstration de principe des transitions Raman à 810 nm réalisée, nous avons utilisé ces dernières pour optimiser l'initialisation de notre qubit, c'est-à-dire le pompage optique dans le niveau $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$. Son principe est représenté sur la figure II.9. L'atome est illuminé par un faisceau accordé sur la transition $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, f' = 2\rangle$ et de polarisation σ^+ . On envoie aussi un faisceau repompeur pour recycler les atomes de l'état $f = 1$. Si un atome se retrouve dans l'état $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$, il ne verra plus les faisceaux et restera piégé dans cet état : il s'agit d'un « état noir ». En pratique, le faisceau repompeur est celui de la mélasse

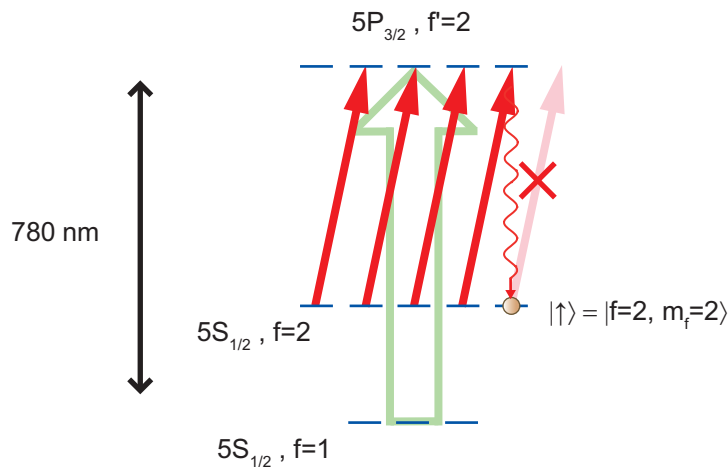


FIGURE II.9 – **Pompage optique dans le niveau $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$.** Un faisceau à 780 nm résonnant avec la transition $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, f' = 2\rangle$ et de polarisation σ^+ est envoyé sur l'atome. L'état $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$ est un état noir pour ce faisceau. Le faisceau repompeur de la mélasse est allumé simultanément pour recycler les atomes en $f = 1$.

optique. Ses paramètres (puissance, fréquence, polarisation) sont donc fixés. Comme l'axe de quantification est vertical, le faisceau de pompage optique polarisé σ^+ est également envoyé verticalement (de bas en haut). Il est issu de la même diode laser que celle dont sont issus les faisceaux de mélasse et le faisceau pousseur, et emprunte le même chemin optique que le faisceau pousseur. Il est donc focalisé sur un col de $70 \mu\text{m}$. Sa polarisation

circulaire a été optimisée en plaçant, au-dessus de la chambre à vide, un polariseur dans le chemin du faisceau et en vérifiant que la puissance transmise est constante lorsqu'on tourne l'axe du polariseur. Pour quantifier l'ellipticité résiduelle, nous avons mesuré le rapport P_{\min}/P_{\max} où P est la puissance transmise par le polariseur. Celui-ci vaut 0,97, ce qui revient à dire que le champ électrique du faisceau de pompage optique peut s'écrire $E((1 - \varepsilon)\hat{\sigma}^+ + \varepsilon\hat{\sigma}^-)$ avec $\varepsilon = 0,0076$.

Le pompage optique est très sensible à la lumière parasite. La préparation dans l'état $|\uparrow\rangle$ sera altérée s'il y a de la lumière résonnante avec une transition $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |e\rangle$ où $|e\rangle$ est un état excité quelconque. La fuite d'un AOM éteint peut être suffisante. Sur notre expérience une telle lumière résonnante peut provenir de 3 faisceaux : le ralentisseur, les faisceaux de mélasse, ou le faisceau pousseur. Pour les deux premiers, nous avons pallié ce problème en plaçant des obturateurs mécaniques dans leurs chemins optiques. Quant au faisceau pousseur, il emprunte le même chemin optique que celui de pompage optique et possède donc la même polarisation : il ne perturbera donc pas le pompage optique.

Comment optimiser le pompage optique ? Le principe est très simple. Une première chose à faire est de vérifier que l'atome n'est pas dans le niveau $f = 1$. Pour cela, il suffit d'envoyer le faisceau pousseur juste après la fin du pompage optique. Il faut alors optimiser les paramètres du pompage optique de manière à minimiser le taux de recapture. Pour un pompage optique idéal, ce taux de recapture doit valoir 0.

Si tous les atomes sont dans $f = 2$, il faut ensuite faire en sorte de maximiser la population dans l'état $|f = 2, m_f = 2\rangle$. Pour cela, on peut réaliser une impulsion- π avec nos faisceaux Raman vers l'état $|f = 1, m_f = 1\rangle$, puis envoyer le faisceau pousseur. Il faut alors essayer de maximiser la probabilité de recapture. Pour un pompage optique et une impulsion- π idéaux, cette probabilité de recapture doit valoir 1.

Ces deux types d'expériences ont été réalisées pour optimiser chacun des paramètres du pompage optique :

- sa durée est de 600 μs afin d'avoir le temps de vider complètement le niveau $f = 1$. Un soin particulier a été apporté à la synchronisation de l'extinction du repompeur et du faisceau de pompage optique ;
- le désaccord par rapport à la transition $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, f' = 2\rangle$ est nul en tenant compte du décalage Zeeman et des déplacements lumineux ;
- la puissance du faisceau de pompage optique est de 5 μW .

Nous avons aussi vérifié que le pompage optique ne chauffait pas l'atome. Après les 600 μs de préparation, nous avons mesuré sa température en utilisant la méthode décrite dans le chapitre I. La température est la même aux barres d'erreurs près. Avec ces paramètres optimisés, les taux de recapture sont :

- 1 % lorsqu'on n'envoie pas les faisceaux Raman ;
- 80 % lorsqu'on réalise une impulsion- π .

Le premier chiffre nous dit que la probabilité d'être en $f = 1$ après le pompage optique est de 1 % (en prenant en compte les barres d'erreur, ce chiffre est compatible avec une probabilité de 0 %). Le second nous dit que la probabilité d'être dans le bon état Zeeman de $f = 2$ est supérieure à 80 %. Toutefois, il est difficile de quantifier exactement la qualité du pompage Zeeman. En effet, d'après les oscillations de Rabi que nous avons obtenu (figure II.8), l'efficacité de l'impulsion- π semble limitée. Pour quantifier exactement la

qualité du pompage optique, il faudrait connaître le profil exact d'amortissement des oscillations. Ceci sera discuté plus en détail dans la section II.2.8. Nous avons aussi vérifié que ces deux taux de recapture (avec et sans impulsion- π Raman) étaient les mêmes après un temps d'attente allant jusqu'à 70 μs , ce qui est suffisant pour toutes les expériences que nous souhaitons mener.

Nous avons considéré que l'efficacité du pompage optique et des transitions Raman étaient suffisamment bonnes pour réaliser d'autres expériences, avant de finalement nous tourner vers le système fonctionnant à 795 nm. C'est en utilisant ce dernier que nous avons correctement pu quantifier la qualité du pompage optique (cf. section II.3.2).

II.2.6 Franges de Ramsey en phase

Nous avons vu dans la section précédente que nous sommes capables de manipuler le qubit codé sur l'état interne d'un atome unique ; ceci signifie que nous sommes capables de faire trois choses :

- d'initialiser le qubit par pompage optique ;
- d'effectuer une rotation du qubit, ce qui est prouvé expérimentalement par l'observation d'oscillations de Rabi ;
- enfin, que nous pouvons lire l'état du qubit.

Ainsi, on peut initialiser l'atome dans l'état $|\uparrow\rangle$, puis réaliser une impulsion $\pi/2$ (sa phase φ est arbitrairement fixée à 0), ce qui va placer l'atome dans la superposition cohérente

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle - i|\downarrow\rangle) . \quad (\text{II.16})$$

En plus des trois critères que nous venons de citer, un autre est essentiel pour décrire la qualité du qubit : son temps de cohérence. Il s'agit de savoir combien de temps une superposition du type II.16 peut survivre [80]. Ce temps de cohérence du qubit peut-être limité soit par la durée de vie finie des états $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$, soit par un déphasage relatif des deux termes de la superposition II.16. Nous verrons que pour nos expériences, seul ce deuxième phénomène est en cause : on lui associe un temps de déphasage noté T_2 .

Afin de sonder ce temps de cohérence T_2 du qubit nous avons utilisé la méthode classique consistant à réaliser une expérience de franges de Ramsey. Rappelons-en le principe. Après avoir créé la superposition II.16 à l'aide d'une première impulsion $\pi/2$ (de phase nulle), on attend un certain laps de temps T puis on envoie une seconde impulsion $\pi/2$, déphasée de φ par rapport à la première. En supposant que les impulsions $\pi/2$ sont résonnantes (l'état reste alors le même pendant la période d'évolution libre lorsqu'on se place dans le référentiel tournant), l'état de l'atome va évoluer de la manière suivante :

$$|\uparrow\rangle \xrightarrow{\pi/2} \frac{|\uparrow\rangle - i|\downarrow\rangle}{\sqrt{2}} \xrightarrow{T} \frac{|\uparrow\rangle - i|\downarrow\rangle}{\sqrt{2}} \xrightarrow{\pi/2(\varphi)} ie^{-i\varphi/2} \sin(\varphi/2)|\uparrow\rangle - ie^{i\varphi/2} \cos(\varphi/2)|\downarrow\rangle . \quad (\text{II.17})$$

On voit donc que la probabilité d'être dans l'état $|\downarrow\rangle$ va osciller entre 0 et 1 avec une période de 2π ; ces oscillations sont ce qu'on appelle des franges de Ramsey. Si le temps d'attente entre les impulsions est court, le qubit garde sa cohérence et on observera bien ces oscillations. Par contre, si on attend un temps beaucoup plus grand que le temps de cohérence du qubit $T \gg T_2$, ces oscillations vont disparaître.

Nous avons réalisé cette séquence expérimentale simple afin de vérifier la possibilité d'observer des franges de Ramsey sur notre système. La séquence utilisée est exactement la même que pour tracer un spectre ou réaliser une oscillation de Rabi, sauf que l'on envoie deux impulsions $\pi/2$, et on varie la phase de la première impulsion par rapport à celle de la dernière. Le résultat est donné sur la figure II.10 pour deux impulsions de $1,4 \mu\text{s}$ séparés de $T = 5 \mu\text{s}$. On obtient bien une oscillation avec une période de 2π .

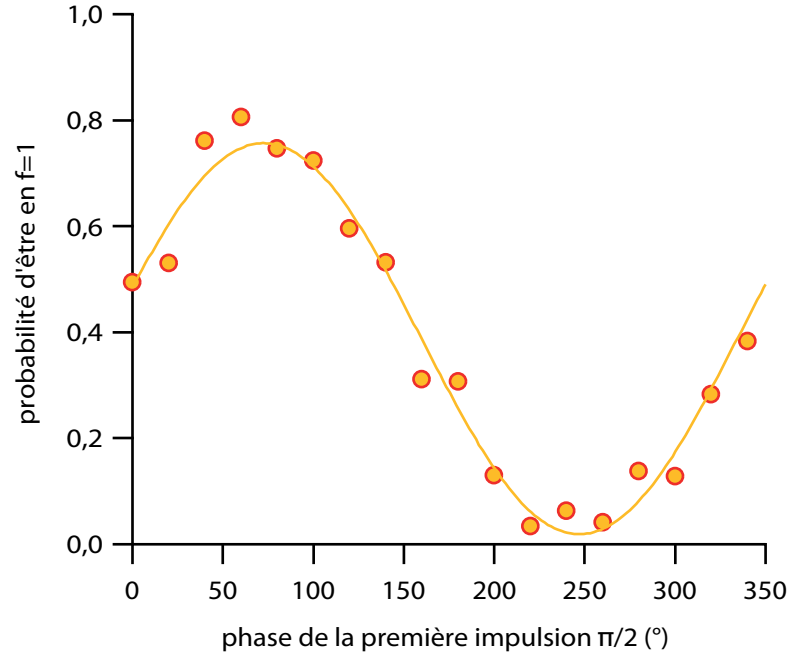


FIGURE II.10 – **Franges de Ramsey obtenues sur la transition $|\uparrow\rangle \longleftrightarrow |\downarrow\rangle$.** Seules l'amplitude et la phase de l'ajustement ne sont pas fixées, la période est fixée à 2π . Chaque point est la moyenne de 100 expériences.

Il est important de noter que chacune des impulsions $\pi/2$ est réalisée par une transition Raman à deux photons. Dans ce cadre, la définition de la phase de l'impulsion doit prendre en compte la phase des deux lasers. D'après la formule II.3, la fréquence de Rabi pour la transition à deux photons est

$$\Omega e^{i\varphi} = \frac{\Omega_1 e^{i\varphi_1} \Omega_2^* e^{-i\varphi_2} e^{i(k_1 - k_2)\Delta x}}{2\Delta}, \quad (\text{II.18})$$

où Δx est la différence de chemin optique entre les deux faisceaux Raman. Les phases de chaque faisceau sont définies par

$$\varphi_i = \varphi_{\text{laser}} + \varphi_{\text{AOM}i}, \quad (\text{II.19})$$

où $i=1$ ou 2 , φ_{laser} est la phase des lasers (qui est la même grâce au mécanisme d'injection qui nous permet de les asseoir en fréquence) et $\varphi_{\text{AOM}i}$ est la phase des ondes radiofréquences envoyées sur les AOM par lesquels passent chacun des faisceaux. Finalement, la phase de chaque impulsion $\pi/2$ s'écrit

$$\varphi = \varphi_{\text{AOM}1} - \varphi_{\text{AOM}2} + (k_1 - k_2)\Delta x. \quad (\text{II.20})$$

Les phases φ_{AOM1} et φ_{AOM2} sont bien définies car les AOM sont pilotés par deux synthétiseurs asservis en phase. Par contre, il faut que le chemin optique ne fluctue pas entre les deux impulsions $\pi/2$ (c'est-à-dire sur un temps de l'ordre de la μs) si on veut que la phase φ soit bien définie. Afin de remplir cette condition, nous avons fait en sorte que les deux impulsions empruntent exactement le même chemin optique. Il peut cependant toujours y avoir des vibrations acoustiques qui modifient le chemin optique, mais celles-ci apparaissent sur des échelles de temps plus longues que la durée d'attente entre les deux impulsions (quelques μs) et ne nous posent donc pas de problèmes. On pourrait toujours les éviter en réalisant une stabilisation interférométrique des chemins optiques [83].

Afin de mesurer le temps de cohérence T_2 de notre qubit, nous devons mesurer le contraste des franges de Ramsey en fonction du temps d'attente T entre les deux impulsions $\pi/2$. Il faudrait donc répéter l'expérience précédente pour différents délais T .

II.2.7 Mesure du temps de cohérence du qubit par interférométrie de Ramsey

Il existe en fait une manière plus simple de mesurer T_2 . Il suffit de désaccorder légèrement les faisceaux Raman par rapport au centre de la raie pour les deux impulsions $\pi/2$. On peut alors voir des franges de Ramsey sans changer la phase entre les deux impulsions, mais simplement en variant le délai T . En effet, en se plaçant dans le référentiel du champ tournant, l'atome accumule une phase $\varphi = \delta T$ pendant la phase d'évolution libre (δ est le désaccord par rapport au centre de la raie). Dans la limite où le désaccord est petit devant la fréquence de Rabi ($\delta \ll \Omega$), l'évolution de l'état de l'atome est alors la suivante :

$$|\uparrow\rangle \xrightarrow{\pi/2} \frac{|\uparrow\rangle - i|\downarrow\rangle}{\sqrt{2}} \xrightarrow{T} \frac{|\uparrow\rangle - ie^{-i\delta T}|\downarrow\rangle}{\sqrt{2}} \xrightarrow{\pi/2} ie^{-i\frac{\delta T}{2}} \left(\sin\left(\frac{\delta T}{2}\right)|\uparrow\rangle - \cos\left(\frac{\delta T}{2}\right)|\downarrow\rangle \right). \quad (\text{II.21})$$

Nous avons réalisé cette expérience avec un désaccord $\delta/2\pi = 200$ kHz. Les impulsions $\pi/2$ ont une durée de 1 μs . On observe bien les franges de Ramsey attendues, ainsi que leur amortissement dû à la perte de cohérence du qubit (figure II.11). Notons tout de même que la condition $\delta \ll \Omega$ n'est pas pleinement réalisée dans notre cas puisque la fréquence de Rabi vaut 250 kHz. Mais pour ces paramètres nous attendons tout de même des franges de Ramsey à la fréquence δ avec une amplitude supérieure à 0,97 (cf. insert de la figure II.11). Nous mesurons un temps de cohérence $T_2 = (56 \pm 5)$ μs (temps pour lequel l'amplitude des oscillations chute d'un facteur e). On peut penser que ce temps est court (par exemple par rapport aux qubits codés sur des ensembles atomiques [84, 85], environ 1 ms, ou surtout sur des ions uniques [40], jusqu'à 100 s), mais il ne faut pas oublier que nous pouvons manipuler notre qubit très rapidement, car nos faisceaux Raman sont fortement focalisés et les intensités sont donc très élevées. Nous avons montré par exemple qu'avec des puissances de l'ordre du mW, nous pouvons réaliser une impulsion- π en 70 ns [54]. Le temps de cohérence est donc environ 1000 fois plus long, et nous pourrions en principe réaliser de nombreuses opérations à un qubit avant que celui-ci ne décohère.

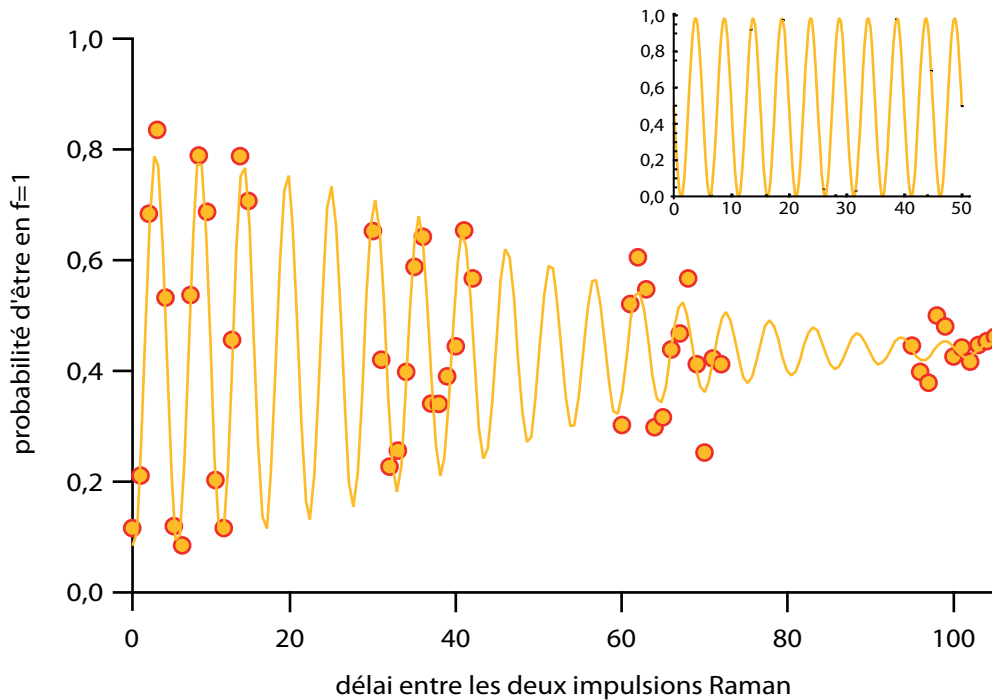


FIGURE II.11 – **Franges de Ramsey sur la transition $|\uparrow\rangle \longleftrightarrow |\downarrow\rangle$.** La fonction utilisée pour l’ajustement est décrite dans le texte. On trouve un temps à $1/e$ de $T_2 = (56 \pm 5) \mu\text{s}$. Chaque point est la moyenne de 100 expériences. L’insert représente les oscillations attendues pour nos paramètres ($\delta/2\pi = 200 \text{ kHz}$, $\Omega/2\pi = 250 \text{ kHz}$), sans décohérence. Bien que la condition $\delta \ll \Omega$ ne soit pas pleinement remplie, on attend des franges de Ramsey à la bonne fréquence avec une amplitude supérieure à 0,97.

Discutons les origines du temps de cohérence limité, qui peuvent être multiples :

- 1- durée de vie limitée des sous-états Zeeman hyperfins ;
- 2- fluctuations du désaccord dues au déplacement lumineux différentiel ;
- 3- fluctuations de champ magnétique qui entraînent des fluctuations du désaccord.

1) Durée de vie des états hyperfins

Lorsqu’on prépare l’atome dans un sous-niveau Zeeman hyperfin de l’état fondamental, sa durée de vie dans cet état est finie. En particulier, l’atome peut diffuser des photons du piège. S’il s’agit de *diffusion Rayleigh*, l’état Zeeman hyperfin est inchangé et la cohérence est préservée [79]. Par contre, s’il s’agit de *diffusion Raman*, l’état hyperfin est changé après le processus de diffusion, et ce phénomène peut contribuer *a priori* à limiter la durée de cohérence. Les taux de diffusion peuvent être calculés en prenant en compte la sous-structure des niveaux excités [67]. Dans le cas du ^{87}Rb , on montre que pour 100 photons diffusés, seulement 11 le seront par diffusion Raman et modifieront l’état hyperfin. Or le taux de diffusion mesuré sur notre expérience [63] est d’environ 8 photons/s pour un piège d’une profondeur de 12 MHz. Ce n’est donc pas la diffusion par les photons du piège qui nous limite. Cependant, il peut y avoir de la lumière parasite d’autres faisceaux (pompage optique, faisceau pousseur, repompeur) provoquant de la diffusion. Nous avons

placé des obturateurs mécaniques dans plusieurs de ces faisceaux, mais le meilleur moyen de s'assurer que la diffusion n'est pas le facteur limitant serait de placer des obturateurs mécaniques rapides dans tous les faisceaux.

Pour conclure, rappelons tout de même que nous avons vu dans la section II.2.5 que l'état $|\uparrow\rangle$ préparé par pompage optique survivait pendant plus de 70 μs . Il semble donc que la durée de vie finie des états $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ ne soit pas le facteur limitant la durée de cohérence $T_2=56 \mu\text{s}$ du qubit.

2) Fluctuations du désaccord dues au déplacement lumineux différentiel

D'une manière générale, si le désaccord fluctue au cours de l'expérience ou n'est pas le même d'un atome à l'autre, alors la phase accumulée pendant la période d'évolution libre de durée T ne sera pas bien définie et on aura un amortissement des franges de Ramsey. Nous avons vu que le signal de franges de Ramsey en fonction de T s'écrit, pour un désaccord δ_0 ,

$$\frac{1}{2}(1 + \cos(\delta_0 T)) . \quad (\text{II.22})$$

Pour prendre en compte le fait que le désaccord peut varier d'une expérience à l'autre, il faut intégrer ce signal sur la distribution des désaccords $p(\delta)$:

$$\int p(\delta - \delta_0) \frac{1}{2}(1 + \cos(\delta T)) d\delta . \quad (\text{II.23})$$

On remarque que cette intégrale n'est rien d'autre que la transformée de Fourier de $p(\delta - \delta_0)$ (à un terme constant près). Donc, l'enveloppe des oscillations du signal de Ramsey sera donnée par la transformée de Fourier de $p(\delta)$ [81]. Par exemple, si les fluctuations de désaccords ont une distribution lorentzienne, l'enveloppe des oscillations sera une exponentielle décroissante. Si elles sont gaussiennes, l'enveloppe sera également gaussienne.

Nous avons déjà énuméré dans la section II.2.3 plusieurs raisons pour lesquelles le désaccord peut fluctuer. Parmi les contributions non négligeables, il y a la température finie des atomes *via* le déplacement lumineux différentiel. La distribution de désaccord associée est donnée par l'équation II.14. Le calcul de sa transformée de Fourier conduit à une enveloppe en $(1 + \frac{T^2}{T_2^*})^{-3/2}$, dont le temps typique de décroissance est $T_2^* = 1,8 \text{ ms}$ pour nos paramètres (cf. équation II.15). Ce temps est bien trop long pour expliquer la décroissance de notre signal de franges de Ramsey en quelques dizaines de μs .

3) Fluctuations du champ magnétique

Enfin, les fluctuations de désaccord peuvent être dues à des fluctuations du champ magnétique directeur. Nous avons déjà discuté ce phénomène dans la section II.2.3. Si l'on suppose une distribution gaussienne de ce bruit, cela conduira à une enveloppe gaussienne des franges de Ramsey. C'est ce profil qui a été utilisé pour ajuster les données de la figure II.11. On trouve ainsi un temps de cohérence de $(56 \pm 5) \mu\text{s}$. Celui-ci est défini comme le temps pour lequel l'amplitude chute d'un facteur e . Ceci correspond à introduire des fluctuations de désaccord sur une largeur de 10 kHz (FWHM) et est donc compatible avec les résultats obtenus sur la largeur minimale des spectres (cf. section II.2.3).

Pour conclure, notons qu'il aurait été intéressant de réaliser une séquence d'écho de spin [63], afin de déterminer le temps de déphasage irréversible de notre qubit. En ne

considérant que le déphasage dû aux fluctuations du champ magnétique, ce temps de déphasage irréversible nous aurait donné l'ordre de grandeur de l'échelle de temps typique des fluctuations de champ magnétique [54, 81]. Sur des échelles de temps de l'ordre de la ms, le mouvement des atomes aurait également eu une influence, *via* le déplacement lumineux différentiel .

II.2.8 Conclusion : limités par un problème technique ?

Les expériences que nous venons de présenter, réalisées avec le système à 810 nm, sont satisfaisantes. Nous avons montré que nous pouvions manipuler le qubit en effectuant des oscillations de Rabi et nous avons pu mesurer le temps de cohérence du qubit. Cependant, nous avons aussi vu que l'efficacité des oscillations de Rabi semble limitée (figure II.8) : les oscillations de Rabi s'amortissent en général après environ 3 arches. Ceci limite la fidélité de nos opérations à un qubit et nous empêche de quantifier précisément la qualité de notre préparation par pompage optique.

Cet amortissement n'est pas dû à la durée de vie limitée des états $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ d'après ce que nous avons vu au paragraphe précédent. Il faut donc chercher l'explication ailleurs. Regardons attentivement la formule de Rabi. Celle-ci nous dit qu'après avoir initialisé l'atome dans l'état $|\uparrow\rangle$ et après avoir envoyé les faisceaux Raman pendant un temps τ , la probabilité pour l'atome d'être dans l'état $|\downarrow\rangle$ est

$$P_{\downarrow}(\tau) = \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \delta^2} \sin^2\left(\frac{\sqrt{\Omega^2 + \delta^2} \tau}{2}\right). \quad (\text{II.24})$$

En supposant que le temps τ est bien défini, on voit dans cette formule que deux choses peuvent amortir les oscillations : des fluctuations de la fréquence de Rabi Ω ou des fluctuations du désaccord δ .

Nous avons déjà discuté dans les paragraphes précédent les diverses origines des limitations de notre système. Pour les fluctuations de désaccord, on a déjà vu que la contribution principale venait des fluctuations de champ magnétique. Les spectres mesurés et les franges de Ramsey était bien reproduits en supposant des fluctuations de désaccord sur une largeur d'environ 12 kHz. Si on simule le signal d'oscillation de Rabi attendu en introduisant de telles fluctuations de désaccord, on n'observe quasiment aucune influence de celles-ci. Ce n'est donc pas la bonne explication.

Il peut par contre y avoir des fluctuations de la fréquence de Rabi. Nous avons mesuré des fluctuations de puissance de 2 % dans chaque faisceau Raman, les fluctuations de la fréquence de Rabi à deux photons sont donc également ⁸ de 2 %. Une fois de plus, le signal simulé ne s'amortit pas assez vite pour expliquer nos résultats.

Enfin, il ne faut pas oublier que d'une réalisation expérimentale à une autre, l'énergie moyenne d'un atome est distribuée selon une distribution de Boltzmann. Ceci signifie que

8. Si on mesure des fluctuations de puissance de 2 % sur la puissance d'un faisceau, cela signifie qu'elles sont de 1 % sur sa fréquence de Rabi car $\Omega \propto \sqrt{P}$. Mais comme la fréquence de Rabi à deux photons est proportionnelle à $\Omega_1 \times \Omega_2$, cela revient bien à avoir des fluctuations de 2 % sur la fréquence de Rabi à 2 photons.

l'intensité moyenne des faisceaux Raman vu par l'atome, et donc la fréquence de Rabi Ω , est à chaque fois différente. On a donc une distribution de fréquence de Rabi qui dépend de la distribution d'énergie des atomes dans le piège et ceci peut conduire à un amortissement des oscillations. De la même façon qu'à la section II.2.3, on montre [63] que cela conduit à une enveloppe des oscillations en $(1 + \frac{t^2}{T_{\text{Rabi}}^2})^{-3/2}$ (comme pour les franges de Ramsey). Le signal attendu s'écrit

$$\frac{1}{2} \left[1 - \left(1 + \frac{t^2}{T_{\text{Rabi}}^2} \right)^{-3/2} \cos \left(\Omega t + 3 \arctan \left(\frac{t}{T_{\text{Rabi}}} \right) \right) \right], \quad (\text{II.25})$$

où le terme de glissement de fréquence, $3 \arctan(\frac{t}{T_{\text{Rabi}}})$, est dû à l'asymétrie de la distribution d'énergie. Le temps T_{Rabi} est le temps caractéristique d'amortissement des oscillations. Il est défini par

$$T_{\text{Rabi}} = \frac{2U_{\text{max}}}{\Omega_{\text{max}} k_{\text{B}} T}, \quad (\text{II.26})$$

où U_{max} est la profondeur du piège et Ω_{max} la fréquence de Rabi au fond du piège. Pour les paramètres de la figure II.8, ce temps vaut $T_{\text{Rabi}} = 61 \mu\text{s}$. C'est encore une fois bien trop long pour expliquer l'amortissement observé.

Il semble donc, dans notre système à 810 nm, y avoir des fluctuations importantes de la fréquence de Rabi. Nous n'avons pas réussi à déterminer leur origine exacte. Nous soupçonnons l'injection des lasers qui sert à les asservir en fréquence. Il se pourrait que les lasers se désinjectent régulièrement sur des échelles de temps très courtes, nous empêchant de voir quoi que ce soit sur le signal de battement. Afin d'essayer d'obtenir de meilleurs résultats, nous avons donc testé le système à 795 nm.

II.3 Expériences réalisées avec le système à 795 nm

II.3.1 Système laser

Ce système est basé sur l'asservissement de la fréquence relative des lasers grâce au signal de battement capté par une photodiode rapide. Il est représenté schématiquement sur la figure II.12. Une première diode laser à 795 nm (Raman1, Toptica DL100) est asservie par absorption saturée sur la transition $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |5P_{1/2}, f' = 2\rangle$ du ^{87}Rb . La partie du faisceau prélevée pour la spectroscopie est décalée de -500 MHz par un AOM. Ceci signifie que le faisceau « utile » est décalé de 500 MHz vers le bleu de la transition. Nous envoyons ce faisceau, ainsi que celui issu de la deuxième diode laser (Toptica DL100) sur une photodiode rapide (bande-passante $> 6,8 \text{ GHz}$). Le signal de cette photodiode est utilisé pour asservir la fréquence et la phase de la seconde diode. Nous utilisons pour cela un système d'asservissement rapide commercial (Toptica FALC « *Fast Analog Linewidth Control* ») qui compare la fréquence du battement à la référence fixe donnée par un synthétiseur. Le FALC rétroagit sur le courant de la seconde diode *via* un « Bias Tee ». Ce dispositif, habituellement utilisé pour isoler la composante continue d'un signal, nous permet de rétroagir directement sur le courant de la diode, donc avec une bande passante supérieure à une entrée de contrôle classique (elle est supérieure à 100 MHz), ce qui est

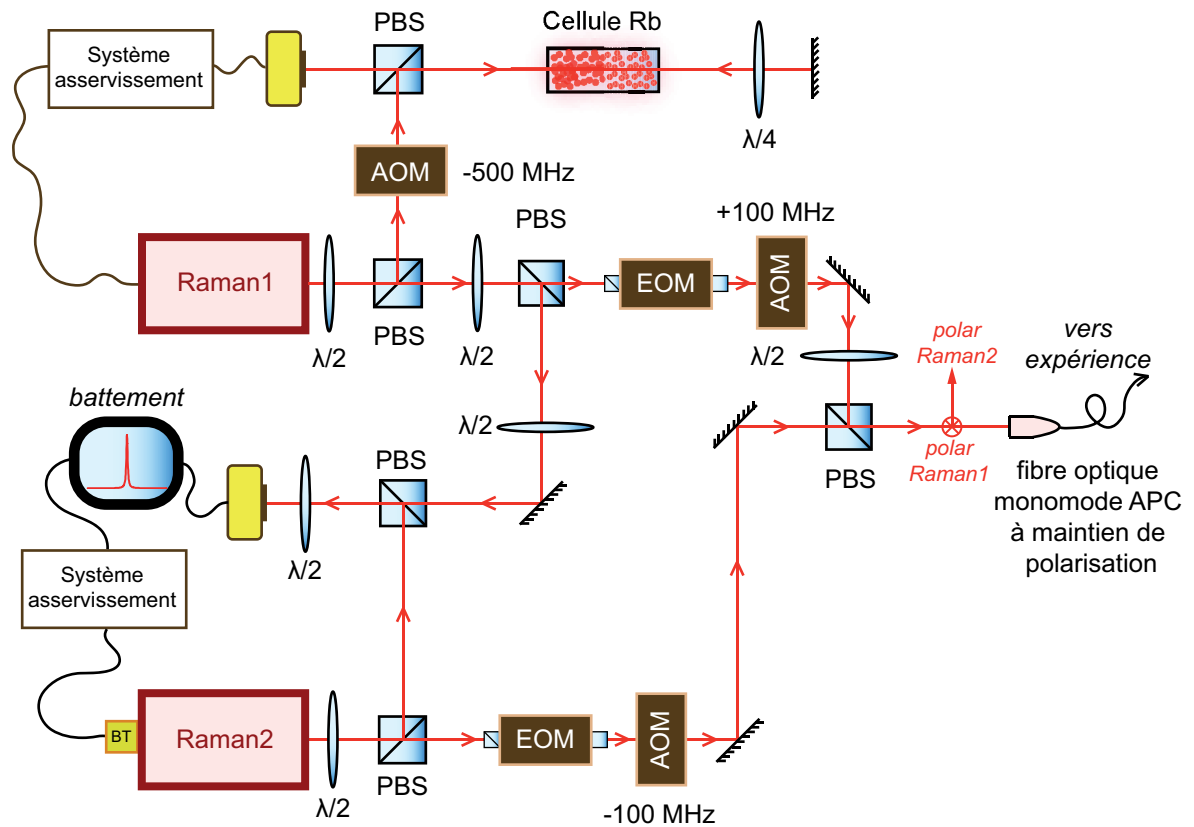


FIGURE II.12 – **Système laser Raman à 795 nm.** BT = Bias Tee. PBS = cube polarisant. Les EOM sont placés entre polariseurs croisés. Les deux diodes laser (Toptica DL100) ont des isolateurs optiques intégrés.

essentiel pour que les faisceaux soient cohérents en phase. Notons que la bande passante du système d'asservissement est limitée par le FALC et vaut environ 10 MHz, ce qui est largement supérieur à la largeur spectrale des lasers (quelques centaines de kHz) : nous pourrions donc bien asservir ceux-ci en phase.

Nous pouvons alors facilement changer la différence de fréquence des deux lasers en ajustant la fréquence du synthétiseur et accorder cette différence sur l'écart hyperfin entre les niveaux $f = 1$ et $f = 2$ du ^{87}Rb . Sur la figure II.13, on peut voir le signal de battement que nous obtenons typiquement une fois l'asservissement effectué. Nous ne pouvons pas mesurer la largeur à -3 dB du pic central avec l'analyseur de spectre que nous avons à notre disposition (sa résolution est trop faible). Tout ce que nous pouvons dire est que ce pic a une largeur inférieure à 10 Hz. On observe aussi deux pics à ± 83 kHz autour du pic central. Ils sont dus à la modulation de courant que nous appliquons à la diode Raman 1 pour la détection synchrone. En dehors du pic central et de ces deux pics, le signal reste inférieur à -49 dBm. On remarque tout de même deux « bosses » vers $\pm 1,5$ MHz, dues au système d'asservissement (FALC).

Chaque faisceau passe par un AOM à 100 MHz (ce qui porte le désaccord total à 600 MHz vers le bleu) et par un EOM entre polariseurs croisés. (*Electro-Optical Modulator*,

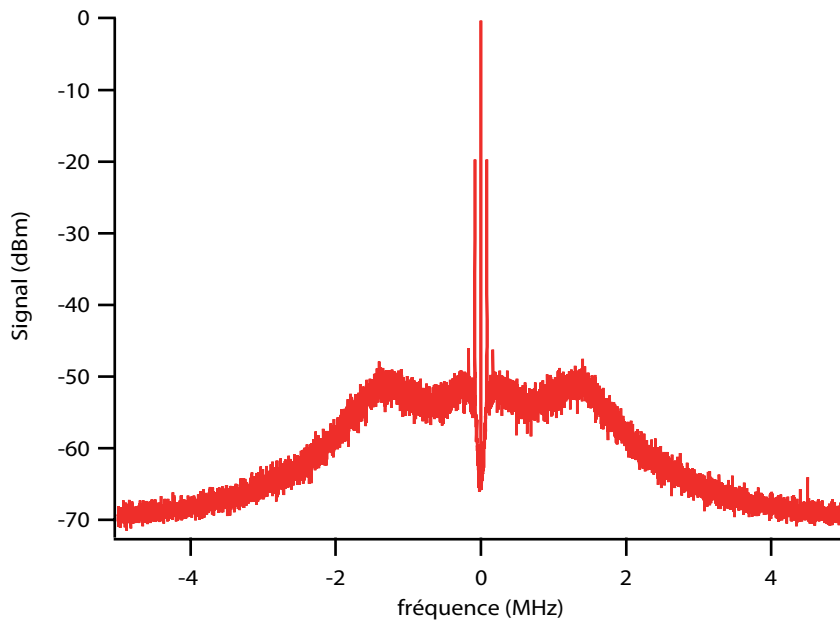


FIGURE II.13 – *Signal de battement entre les deux faisceaux Raman à 795 nm.*

modulateur électro-optique). L'EOM est utilisé pour allumer/éteindre le faisceau sur des échelles de temps courtes (temps de montée/descente : environ 10 ns), ce qui est important lorsqu'on souhaite réaliser l'excitation de l'atome vers des états Rydberg : en effet, nous verrons au chapitre III que l'excitation vers un état de Rydberg est réalisée en seulement quelques dizaines de ns. Les deux AOM à 100 MHz sont pilotés par des synthétiseurs asservis en phase afin de préserver la cohérence de phase des deux faisceaux. Ces derniers sont finalement couplés avec des polarisations perpendiculaires dans une fibre optique monomode APC à maintien de polarisation qui amène les faisceaux à l'expérience. À la sortie de la fibre, on optimise la direction de polarisation du faisceau « Raman 1 » en maximisant sa transmission à travers un polariseur correctement orienté. On utilise pour cela une lame $\lambda/2$ et une lame $\lambda/4$ situées sur le chemin optique. Comme on utilise une fibre optique à maintien de polarisation, le second faisceau Raman aura automatiquement la bonne polarisation. Au niveau de l'atome, les faisceaux sont focalisés sur un col d'environ $150 \mu\text{m}$.

II.3.2 Manipulation du qubit

Spectre

En premier lieu nous avons vérifié que nous étions capables de mesurer le spectre de la transition $|\uparrow\rangle \longleftrightarrow |\downarrow\rangle$. Nous avons réalisé exactement la même séquence que celle utilisée dans la section II.2.3. Après préparation dans l'état $|\uparrow\rangle$ par pompage optique, on envoie les deux faisceaux Raman pendant $1,7 \mu\text{s}$ (puissances respectives de $31 \mu\text{W}$ ($f = 2 \rightarrow f' = 2$) et $41 \mu\text{W}$ ($f = 1 \rightarrow f' = 2$)), puis on détecte l'état de l'atome avec le faisceau pousseur.

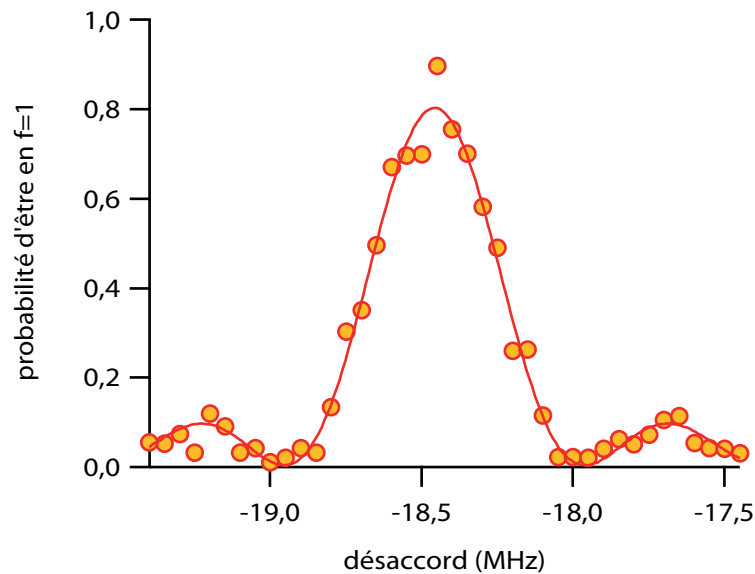


FIGURE II.14 – **Spectre de la transition** $|\uparrow\rangle \longleftrightarrow |\downarrow\rangle$. On mesure une FWHM de (459 ± 8) kHz. La raie est centrée sur un désaccord de 18,448 MHz. Chaque point est la moyenne de 100 expériences. L’amplitude du pic est limitée par le pompage optique qui n’était pas optimisé pour cette expérience.

On obtient le spectre de la figure II.14. La largeur à mi-hauteur attendue est de 471 kHz. En supposant que nous réalisons une impulsion- π , nous mesurons une FWHM de (459 ± 8) kHz ; le spectre mesuré est donc limité par Fourier. La position du centre n’est pas exactement la même que pour les mesures de la section II.2.3, car nous avons légèrement modifié la valeur du champ de biais.

Oscillations de Rabi

Nous nous sommes ensuite placé au centre de la raie et nous avons réalisé des oscillations Rabi entre les deux états du qubit, toujours à partir de la même séquence expérimentale. Chaque faisceau Raman a une puissance de $45 \mu\text{W}$. Le résultat est représenté sur la figure II.15 (carrés). On obtient des oscillations de Rabi très contrastées. La fréquence de Rabi mesurée est de (234 ± 1) kHz.

Nous pouvons à présent conclure sur l’efficacité du pompage optique : les mesures faites avec le système à 810 nm n’étaient sans doute pas limitées par la qualité du pompage optique, mais par des problèmes techniques sur la chaîne laser Raman. Sur l’oscillation de Rabi, le point à 0 μs correspond à une mesure faite sans envoyer les faisceaux Raman. Après avoir moyenné le résultat de 500 expériences, on trouve une probabilité de recapture inférieure à 1 %. Cela signifie qu’après le pompage optique, il n’y a pas d’atomes dans le sous-niveau $f = 1$ de l’état fondamental. Lorsqu’on effectue une impulsion- π , on trouve une probabilité de recapture de (97 ± 2) %. Sachant que la probabilité de recapture pour une séquence sans faisceaux Raman et sans faisceau pousseur est de 98 % (à cause de la durée de vie finie d’un atome dans le piège, cf. chapitre I, page 30), cette valeur de

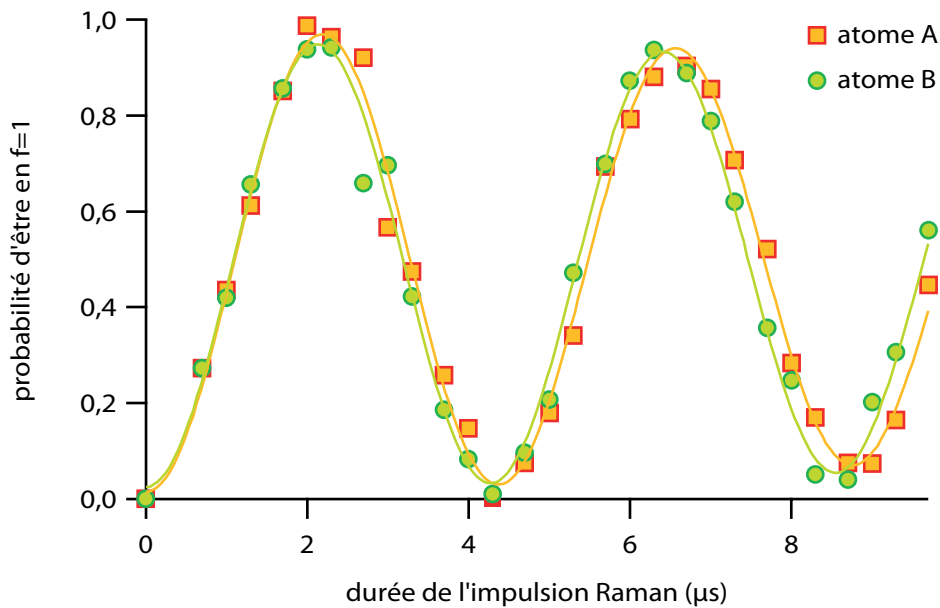


FIGURE II.15 – *Oscillations de Rabi entre les niveaux $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$. On trouve une fréquence de Rabi de $\Omega/2\pi = (234 \pm 1)$ kHz.*

(97 ± 2) % est compatible avec une efficacité de préparation/rotation/lecture du qubit de 100 %.

Nous avons aussi vérifié que nous pouvons faire de même sur le second piège. Celui-ci est placé $3,6 \mu\text{m}$ en-dessous du premier piège, et voit donc en théorie la même intensité des faisceaux Raman que le premier piège, car ceux-ci sont focalisés sur un col d'environ $150 \mu\text{m}$. Le résultat correspond aux ronds sur la figure II.15.

Enfin, nous avons réalisé une oscillation de Rabi plus longue pour étudier son amortissement (figure II.16). Pour cette mesure, le pompage optique n'avait pas été optimisé, ce qui explique l'amplitude limitée au début des oscillations. Ici, l'amortissement des oscillations est dû aux fluctuations de la fréquence de Rabi de la transition à deux photons. En effet, nous avons vérifié par des calculs numériques que les fluctuations de désaccord caractérisées dans les paragraphes précédents jouent un rôle négligeable sur l'échelle de temps de cette expérience. Pour ajuster nos données, nous avons supposé que nous avions des fluctuations gaussiennes de la fréquence de Rabi, ce qui entraîne une décroissance des oscillations avec une enveloppe gaussienne. Les données de la figure II.16 ont été ajustées « à l'œil » avec un tel modèle. On trouve une fréquence de Rabi $\Omega/2\pi = 206$ kHz et il a été nécessaire d'introduire des fluctuations de fréquence de Rabi sur une largeur FWHM de $0,01 \times \Omega$. Ces fluctuations de fréquence de Rabi sont dues à des fluctuations de la puissance des faisceaux Raman (1 % pour chaque faisceau).

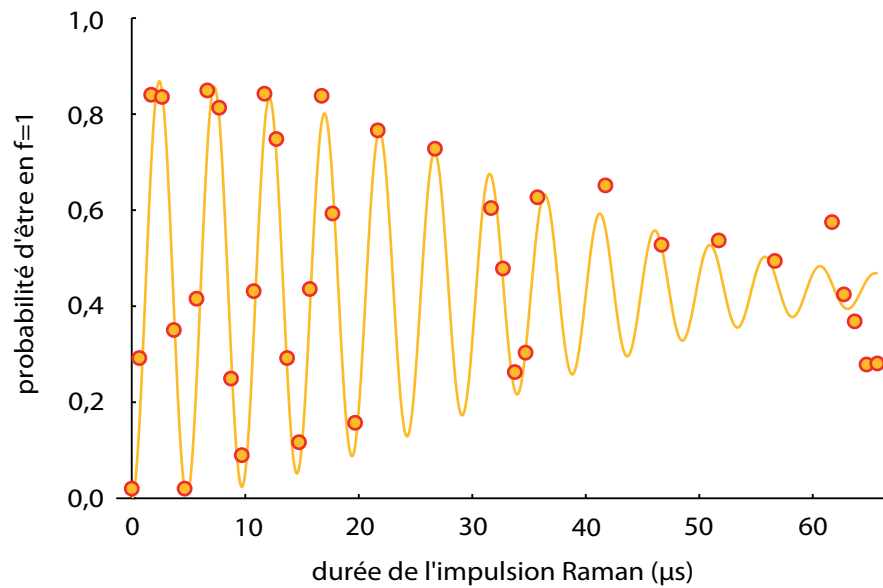


FIGURE II.16 – **Oscillations de Rabi entre les niveaux $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$** . La courbe est ajustée « à l'œil » avec le modèle basé sur les fluctuations de puissance des faisceaux Raman décrit dans le texte. Pour cette expérience, le pompage optique n'était pas optimisé et limite l'amplitude des oscillations.

II.4 Conclusion

Nous pouvons donc affirmer que notre atome est un excellent candidat au titre de qubit. Ceci signifie que nous pouvons isoler deux niveaux d'énergie dans son spectre,

$$|\downarrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 1, m_f = 1\rangle \quad \text{et} \quad |\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle, \quad (\text{II.27})$$

et manipuler l'état de l'atome, c'est-à-dire :

- l'initialiser dans l'état $|\uparrow\rangle$ par pompage optique avec une efficacité compatible avec 100 % ;
- le mesurer avec une précision limitée par le bruit de projection quantique (barres d'erreur de typiquement ± 4 % en moyennant 100 expériences) ;
- faire tourner le qubit entre les états $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ à l'aide de transitions Raman.

Nous avons en particulier testé deux chaînes laser et finalement choisi celle fonctionnant à 795 nm pour ses performances. Avec des puissances de l'ordre 30 μW par faisceau, on atteint des fréquences de Rabi à deux photons de 250 kHz.

Nos résultats sont tout à fait comparables à ceux d'autres groupes travaillant avec des atomes uniques dans des pinces optique [53, 78]. En particulier, la qualité de notre pompage optique est excellente. Notre seul désavantage est de mesurer un temps de cohérence du qubit relativement court (56 μs) par rapport aux valeurs mesurées dans leurs expériences (typiquement plusieurs centaines de μs , et plusieurs dizaines de ms après une séquence d'écho de spin). Toutefois, nous avons vu que la contribution principale était celle des fluctuations de champ magnétique (la différence d'énergie entre les niveaux $|\uparrow\rangle$

et $|\downarrow\rangle$ fluctue sur environ 15 kHz). En utilisant des sous-niveaux Zeeman hyperfins insensibles au champ magnétique, on gagne en temps de cohérence, comme J. Beugnon l'avait montré sur notre expérience en mesurant des temps de cohérence de plusieurs dizaines de ms après une séquence d'écho de spin. Mais, comme précisé au début de ce chapitre, il nous est impossible d'exciter l'état de Rydberg souhaité ($|58D_{3/2}, f = 3, m_f = 3\rangle$) en partant d'un sous-niveau insensible au champ magnétique.

Pour la suite, il faut retenir que nous sommes capables, avec une très grande fidélité, d'effectuer une rotation d'un angle arbitraire θ entre les deux niveaux du qubit. Cette rotation peut être écrite, dans la base $\{|\downarrow\rangle, |\uparrow\rangle\}$, sous la forme matricielle suivante :

$$R(\theta, \varphi) = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & i e^{i\varphi} \sin(\theta/2) \\ i e^{-i\varphi} \sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix}, \quad (\text{II.28})$$

où la phase φ est reliée à celle des lasers Raman⁹ et l'angle de rotation dépend de la durée pendant laquelle les faisceaux Raman ont été envoyés, $\theta = \Omega\tau$. Nous utiliserons cette capacité pour analyser l'état intriqué que nous créons par blocage de Rydberg.

Pour manipuler le qubit, notre choix des transitions à deux photons plutôt que des transitions à l'aide de champs radiofréquences était initialement motivé par la possibilité d'adresser individuellement les atomes séparés de quelques μm . En faisant le choix du système à 795 nm, nous n'avons finalement pas exploité cet avantage : l'angle de rotation et la phase sont forcément les mêmes pour les deux atomes. Ceci est important lorsqu'on souhaite analyser la qualité d'un état intriqué à deux atomes, car on ne peut alors effectuer ni un test des inégalités de Bell, ni une tomographie de la matrice densité créée.

Notons finalement que si nous voulions effectuer une de ces deux mesures avec le système à 810 nm, il faudrait effectuer une stabilisation interférométrique des chemins optiques vers chacun des atomes afin que les phases des faisceaux soient bien définies.

9. Par rapport aux définitions utilisées dans ce chapitre, nous avons introduit, pour simplifier les notations, une phase de π supplémentaire à la définition de la fréquence de Rabi.