

Contrôle de l'état interne de l'atome

Sommaire

4.1	Contrôle des états hyperfins du niveau fondamental	102
4.2	Contrôle des sous-niveaux Zeeman	106
4.3	Contrôle cohérent de la transition fermée	117
4.4	Conclusion	142

Afin d'utiliser l'atome unique comme bit quantique, nous envisageons de coder les états logiques $|0\rangle$ et $|1\rangle$, sur un sous-niveau Zeeman de chacun des deux sous-niveaux hyperfins $F = 2$ et $F = 1$. Le contrôle de l'état interne de l'atome, à l'échelle des sous-niveaux Zeeman est donc important.

Dans ce chapitre, nous commençons par étudier la préparation et la détection de l'atome unique dans les deux sous-niveaux hyperfins fondamentaux $F = 1$ et $F = 2$, indépendamment du sous-niveau Zeeman, ainsi que la durée de vie de ces deux états. Ceci constitue une étape préliminaire vers l'initialisation et la lecture du qubit, et vers le contrôle de la décohérence.

Afin d'atteindre un contrôle de l'état interne à l'échelle des sous-niveaux Zeeman, nous montrons ensuite qu'il est indispensable de mieux définir l'axe de quantification de notre système à l'aide d'un champ magnétique constant. Une fois celui-ci mis en place, nous sommes capables de pomper optiquement l'atome sur la transition fermée $(5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = \pm 2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = \pm 3)$ de manière efficace, ce qui nous permet d'évaluer l'efficacité globale de collection et de détection de notre système d'imagerie.

Nous montrons ensuite que nous avons atteint un bon contrôle cohérent de la transition fermée, en observant des oscillations de Rabi, sur l'atome unique, entre les niveaux $(5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = \pm 2)$ et $(5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = \pm 3)$. Nous avons conçu, dans ce but, une chaîne laser impulsionnelle, permettant d'éclairer l'atome avec des impulsions de quelques nanosecondes toutes les 200 ns, la puissance crête atteignant environ 10 W. Ceci nous permet de contrôler la fluorescence de l'atome à l'échelle du photon unique, dans la perspective de réaliser l'intrication de deux atomes uniques, conditionnée à la détection des photons qu'ils émettent.

Enfin, nous décrivons l'observation de battements quantiques dans la lumière émise par un atome unique.

4.1 Contrôle des états hyperfins du niveau fondamental

4.1.1 Préparation en $F = 1$ ou $F = 2$

Nous allons montrer dans ce paragraphe que nous sommes capables de préparer avec une bonne efficacité un atome unique soit dans le sous-niveau fondamental hyperfin ($5^2S_{1/2}, F = 1$), soit dans l'autre sous-niveau fondamental hyperfin ($5^2S_{1/2}, F = 2$). Ceci constitue la première étape vers l'initialisation d'un qubit. Nous avons déjà évoqué au chapitre précédent, lors des mesures de durée de vie, la manière de faire une telle initialisation, qui repose sur le pompage optique. Pour préparer un atome unique dans le sous-niveau fondamental hyperfin ($5^2S_{1/2}, F = 1$), il suffit, une fois l'atome piégé grâce aux faisceaux de la mélasse, d'éteindre le repompeur de la mélasse et de ne garder allumée que la diode esclave accordée sur la transition ($5^2S_{1/2}, F = 2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3$). L'atome unique va alors être rapidement pompé en ($5^2S_{1/2}, F = 1$) (on pourra se référer au schéma des niveaux d'énergie du ^{87}Rb mis en jeu en se reportant à la figure 1.3 du chapitre 1). Sur la photodiode à avalanche, la fluorescence de l'atome unique va rapidement disparaître. Inversement, si l'on désire préparer un atome unique dans le sous-niveau fondamental hyperfin ($5^2S_{1/2}, F = 2$), il suffit, une fois l'atome piégé par les faisceaux de la mélasse d'éteindre le faisceau esclave et de ne garder allumée que la diode repompeur accordée sur la transition ($5^2S_{1/2}, F = 1$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 2$). L'atome unique va alors être rapidement pompé en ($5^2S_{1/2}, F = 2$). Sur la photodiode à avalanche, la fluorescence de l'atome unique va rapidement disparaître.

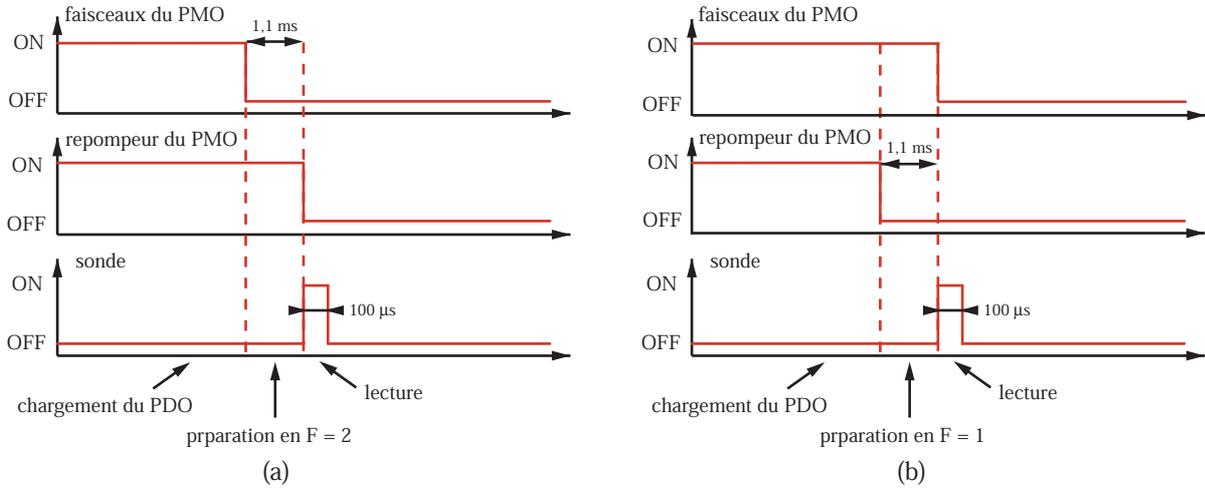


FIG. 4.1 – Séquences temporelles utilisées pour la préparation et la lecture d'un atome unique dans le sous-niveau fondamental ($5^2S_{1/2}, F = 2$) (a) ou ($5^2S_{1/2}, F = 1$) (b).

Il s'agit maintenant de quantifier la qualité de notre préparation. Pour cela on vérifie l'état hyperfin dans lequel se trouvent les atomes en les illuminant à l'aide de notre diode laser sonde fine accordée sur la transition ($5^2S_{1/2}, F = 2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3$). L'atome est irradié pendant une durée de $100 \mu\text{s}$ et ceci en l'absence de repompeur. La puissance sonde utilisée est de $500 \mu\text{W}$ correspondant à un paramètre de saturation $s = I/I_{\text{sat}}$ (à résonance) d'environ 1. Dans ces conditions, si l'atome est correctement préparé en $F = 2$, la sonde le fera fluorescer tandis que s'il est préparé en $F = 1$, il ne verra pas les photons de la sonde qui n'est pas accordée sur la bonne transition. Les séquences temporelles à appliquer à l'atome unique permettant à la fois de le préparer dans un sous-niveau fondamental hyperfin particulier et de vérifier la qualité de

cette préparation sont donc celles de la figure 4.1. La figure 4.1 (a) correspond à une préparation en $F = 1$ tandis que la figure 4.1 (b) correspond à une préparation en $F = 2$. La préparation, consistant à ne laisser allumé que le repompeur ou que l'esclave de la mélasse, dure 1,1 ms. Ces séquences sont répétées 250 fois avec une résolution temporelle de $5 \mu\text{s}$. La fluorescence moyenne obtenue pour les deux expériences différentes est reproduite sur la figure 4.2. Comme prévu, au moment de l'impulsion de sonde, on observe un pic de fluorescence très net lorsque les atomes ont été préparés en $F = 2$ (figure 4.2 (a)) et pratiquement aucun pic dans le cas contraire (figure 4.2 (b)). Cette façon de vérifier notre initialisation constitue une lecture de l'état de l'atome. Il s'agit là encore de la première étape vers, non seulement l'initialisation, mais aussi la lecture de l'état d'un qubit.

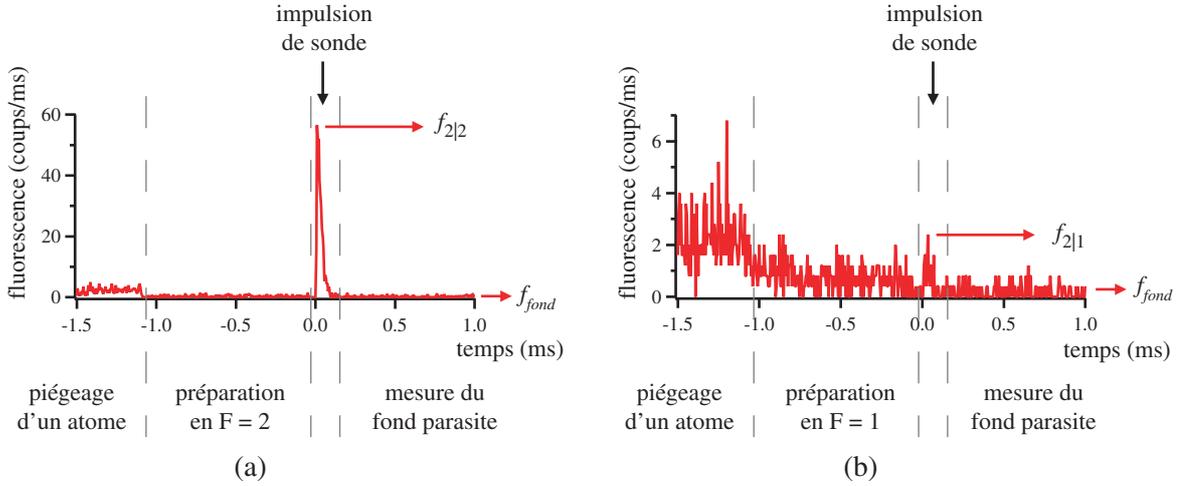


FIG. 4.2 – Fluorescence moyenne obtenue sur la photodiode à avalanche lorsqu'on utilise les séquences temporelles de la figure 4.1 permettant la préparation et la lecture d'un atome unique dans le sous-niveau fondamental ($5^2S_{1/2}, F = 2$) (a) ou ($5^2S_{1/2}, F = 1$) (b).

Pour quantifier la qualité de notre préparation, on évalue la fluorescence pic induite par la sonde lorsque l'atome est préparé en $F = 2$ que l'on note $f_{2|2}$ (sur la figure 4.2 (a) $f_{2|2} \sim 53,2$ coups/ms). On effectue en réalité une moyenne sur les quelques points situés au sommet du pic. $f_{2|2}$ nous renseigne sur la probabilité de trouver l'atome en $F = 2$ lorsqu'on l'a préparé en $F = 2$. On évalue sur les mêmes points la fluorescence moyenne lorsque l'atome est préparé en $F = 1$ appelée $f_{2|1}$ (sur la figure 4.2 (b) $f_{2|1} \sim 1,5$ coups/ms). $f_{2|1}$ nous renseigne sur la probabilité de trouver l'atome en $F = 2$ lorsqu'on l'a préparé en $F = 1$. On mesure également, lorsque la sonde est éteinte, le fond parasite dû aux coups d'obscurité des photodiodes à avalanche et aux diverses sources de lumière parasite (f_{fond} sur la figure 4.2). Ce fond donne, par pas de résolution temporelle, une fluorescence de l'ordre de 0,22 coups/ms. Pour quantifier l'efficacité de notre préparation, il nous aurait aussi fallu mesurer, $f_{1|2}$ respectivement $f_{1|1}$, la fluorescence des atomes en $F = 1$ après une préparation en $F = 2$, respectivement $F = 1$. Les efficacités de préparation en $F = 1$ et $F = 2$ sont alors données par les expressions :

$$\eta_{F=1} = \frac{f_{1|1} - f_{fond}}{f_{1|1} + f_{2|1} - 2f_{fond}} \quad \text{et} \quad \eta_{F=2} = \frac{f_{2|2} - f_{fond}}{f_{2|2} + f_{1|2} - 2f_{fond}}$$

N'ayant pas de faisceau sonde accordé sur une transition partant de $F = 1$, nous n'avons pu mesurer $f_{1|1}$ et $f_{1|2}$. Toutefois, nous allons faire l'hypothèse que $f_{1|2} = f_{2|1}$. Connaissant la

paramètre de saturation $s \sim 1$ du faisceau sonde ainsi que l'efficacité globale de détection de 0,6 % (mesurée plus loin dans ce chapitre), on s'attend à une fluorescence d'environ 56 coups/ms, ce qui est proche de celle mesurée sur la figure 4.2 (a). Nous estimons donc que notre efficacité de préparation est proche de 1 à la fois en $F = 1$ et $F = 2$. Notre hypothèse revient à supposer que les défauts de préparation sont les mêmes dans les deux cas. Sachant également que $f_{2|2} + f_{1|2} = f_{1|1} + f_{2|1}$, on en déduit :

$$\eta_{F=1} = \eta_{F=2} = \frac{f_{2|2} - f_{fond}}{f_{2|2} + f_{2|1} - 2f_{fond}} \sim 98 \%$$

Cette efficacité contient en fait la qualité de la préparation et celle de la lecture. Chacune indépendamment possède donc une efficacité supérieure à 98 %.

On peut également s'intéresser au temps nécessaire pour détecter qu'un atome est dans l'un des sous-niveaux hyperfins fondamentaux. Supposons un atome unique en $F = 2$, éclairé par un faisceau sonde saturant. Son taux de fluorescence sera donc de $\Gamma/2$ où $\Gamma/2\pi = 6$ MHz est la largeur naturelle du niveau excité. Compte tenu de l'efficacité globale de collection et de détection de 0,6 % (mesurée au paragraphe 4.2.3 de ce chapitre), 11,4 photons émis par l'atome seront enregistrés en moyenne pendant 100 μ s. Pendant la même période, 0,022 photons provenant du fond de lumière parasite seront également collectés ($f_{fond} \sim 0,22$ coups/ms). En supposant que ces deux sources émettent de façon poissonnienne, la probabilité de détecter en 100 μ s plus de deux photons provenant du fond est négligeable, et la probabilité que l'atome soit en $F = 2$ si l'on détecte plus de deux photons est 0,9999. Par conséquent, 100 μ s suffisent à lire l'état de l'atome avec une probabilité unité.

4.1.2 Durée de vie en $F = 1$ et $F = 2$

Une fois un atome unique préparé dans l'un des deux sous-niveaux fondamentaux hyperfins, l'étape suivante consiste à se demander combien de temps il y reste. Dans la perspective d'utiliser un sous-niveau Zeeman de chacun des deux sous-niveaux fondamentaux hyperfins du ^{87}Rb comme états logiques d'un bit quantique, mesurer leur durée de vie τ_{rel} revient donc à mesurer le temps de relaxation du qubit.

La mesure

Mesurer la durée de vie d'un atome unique dans l'état ($5^2S_{1/2}, F = 2$) revient en fait à déterminer ce que l'on appellera par la suite le taux de dépompage du sous-niveau ($5^2S_{1/2}, F = 2$) vers le sous-niveau ($5^2S_{1/2}, F = 1$). Inversement, mesurer la durée de vie de l'atome dans l'état ($5^2S_{1/2}, F = 1$) revient à déterminer le taux de pompage du sous-niveau ($5^2S_{1/2}, F = 1$) vers le sous-niveau ($5^2S_{1/2}, F = 2$). Ces mesures sont calquées sur les mesures du paragraphe précédent. Il suffit simplement de les reproduire en attendant un temps Δt variable avant d'envoyer l'impulsion de sonde. Ainsi, si l'on a préparé l'atome en $F = 2$, un dépompage vers $F = 1$ se traduira par une baisse du pic de fluorescence induit par la sonde apparaissant sur la figure 4.2 (a). Inversement, si l'on a préparé l'atome en $F = 1$, un pompage vers $F = 2$ se traduira par l'apparition d'un pic de fluorescence induit par la sonde, celui-ci étant à peine visible sur la figure 4.2 (b). L'expérience consiste donc simplement à mesurer la hauteur du pic en fonction du délai Δt au bout duquel est envoyé l'impulsion de sonde, soit après une préparation en $F = 1$, soit après une préparation en $F = 2$. Les données expérimentales sont présentées sur la figure 4.3. Elles ont été obtenues en utilisant une diode laser en cavité étendue comme faisceau piège de

puissance 2 mW. La préparation dans l'état $F = 1$ ou $F = 2$, consistant à ne laisser allumé que le repompeur ou que l'esclave de la mélasse, dure 1 ms. La lecture de l'état de l'atome se fait à l'aide d'une impulsion sonde de durée $100 \mu\text{s}$ et de puissance $500 \mu\text{W}$ ($s \sim 1$). La fluorescence est enregistrée avec une résolution temporelle de $5 \mu\text{s}$ et moyennée sur 300 séquences temporelles. Notons que lors de chaque moyenne, une mesure du fond de lumière parasite est effectuée, afin de le soustraire à la hauteur du pic. Ce fond donne un nombre moyen de coups par pas de résolution d'environ 0,27 coups/10 ms.

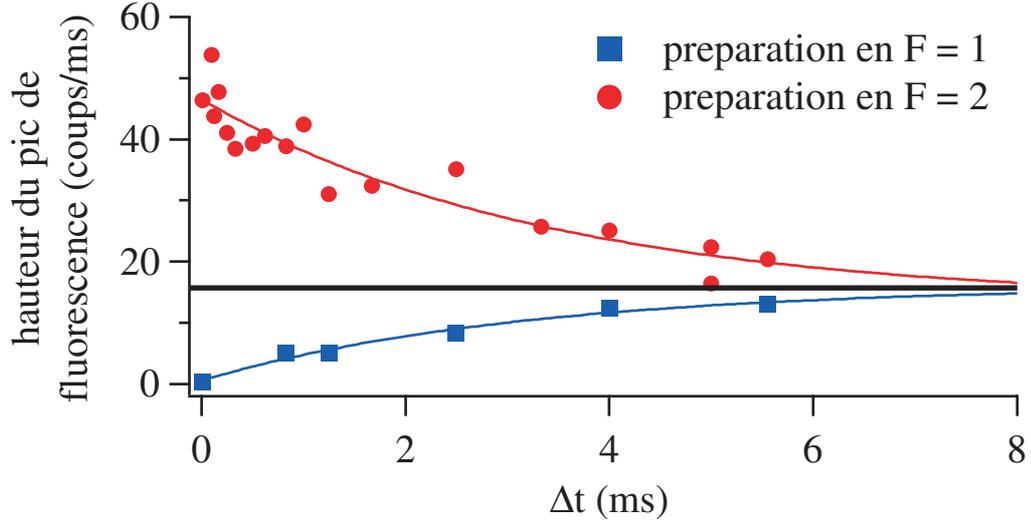


FIG. 4.3 – Durée de vie d'un atome unique dans l'un des sous-niveaux fondamentaux $F = 1$ ou 2 . La probabilité pour l'atome d'être dans l'état $F = 2$ au bout d'un temps Δt après la préparation dans l'un des sous-niveaux fondamentaux est proportionnelle à la hauteur du pic de fluorescence induite par le faisceau sonde accordé sur la transition $(5^2S_{1/2}, F = 2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F = 3)$, irradiant les atomes à Δt . Les données expérimentales (les carrés et les ronds) sont ajustées par des fonctions exponentielles (trait plein). On en déduit une durée de vie d'environ 3,3 ms.

Les courbes en trait plein apparaissant sur la figure 4.3 sont des ajustements des données expérimentales par des exponentielles. On en déduit :

- la durée de vie dans l'état $F = 2$:

$$\tau_{rel} = 3,4(\pm 1,9) \text{ ms}$$

- la durée de vie dans l'état $F = 1$:

$$\tau_{rel} = 3,2(\pm 1,1) \text{ ms}$$

Les durées de vie dans les deux sous-niveaux fondamentaux sont donc identiques. En outre, la probabilité pour l'atome d'être dans l'état $F = 1$ en régime stationnaire est d'environ 30 %, tandis que la probabilité d'être dans l'état $F = 2$ tend vers 70 %.

Comparaison avec la théorie

Une des causes de la relaxation des niveaux fondamentaux $F = 1$ et $F = 2$ est la diffusion de la lumière du faisceau piège par des processus Raman spontanés [114, 115]. Le taux de relaxation, τ_{rel} , peut être obtenu à l'aide de la formule de Kramers-Heisenberg [116]. Ce calcul est fait,

pour l'atome de ^{85}Rb , dans la référence [115] : pour un faisceau piège à 810 nm, d'intensité $0,79 \text{ MW/cm}^2$, $\tau_{rel} \sim 10 \text{ ms}$.

Nous avons réalisé l'expérience avec un faisceau piège de puissance de 2 mW, focalisé sur $0,9 \mu\text{m}$, correspondant à une intensité de $0,16 \text{ MW/cm}^2$. Le taux de relaxation étant inversement proportionnel à l'intensité [115], on s'attend à ce que, pour nos expériences :

$$\tau_{rel} \sim 50 \text{ ms}$$

Le taux de relaxation mesuré est donc un ordre de grandeur en dessous de celui attendu. Il existe donc une cause supplémentaire de dépompage que nous attribuons à la lumière parasite. Elle peut provenir des faisceaux ralentisseurs qui se propagent non loin du piège dipolaire ou bien des faisceaux du piège magnéto-optique qui sont en principe éteints à l'aide de modulateurs acousto-optiques, mais dont il peut rester des traces, suivant le taux d'extinction des AOM. Une manière de s'affranchir du fond de lumière parasite serait de bloquer les faisceaux à l'aide d'obturateurs mécaniques, pendant l'expérience.

4.2 Contrôle des sous-niveaux Zeeman

Les états logiques d'un qubit constitué par un atome unique de ^{87}Rb peuvent être choisis de la manière suivante :

$$|0\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = \pm 1\rangle \quad \text{et} \quad |1\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = \pm 2\rangle$$

car on peut préparer ces états facilement par pompage optique. On peut également utiliser :

$$|0\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle \quad \text{et} \quad |1\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$$

car on peut également préparer ces états par pompage optique, et qu'il sont insensibles aux champs magnétiques. Il s'avère donc important de pouvoir préparer ou détecter un atome unique dans l'un des sous-niveaux Zeeman particuliers.

Par ailleurs, l'ensemble des mesures de déplacements lumineux du chapitre 3 repose sur l'hypothèse suivante : un atome irradié par notre sonde polarisée circulairement est rapidement pompé dans le sous-niveau Zeeman fondamental ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$) avant de cycloper sur la transition fermée ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = +3$). Cette hypothèse reste à vérifier. Nous avons en effet affirmé jusqu'à présent que l'axe de quantification était déterminé par la direction de polarisation du faisceau laser piège qui est linéaire. Mais un champ magnétique résiduel suffisamment intense et de direction différente modifierait alors la direction de l'axe de quantification. Or dans le paragraphe 3.1.2 du chapitre 3, lors de la mesure des déplacements lumineux en présence d'un champ magnétique, nous avons soupçonné la présence d'un tel champ résiduel. Par ailleurs un défaut dans la polarisation de la sonde aurait aussi pour effet de diminuer l'effet du pompage optique. Il existe deux origines possibles pour un défaut de polarisation :

- La direction de propagation de la sonde fait un petit angle (inférieur à 5°) avec la verticale qui correspond à la direction de polarisation du faisceau piège. On ne peut donc rigoureusement polariser notre sonde circulairement par rapport à cette direction. Du fait de cet angle, la polarisation des photons possède une faible composante π .
- Si la polarisation de notre sonde n'est pas pure, elle peut contenir quelques photons polarisés σ^- .

Pour pouvoir tester par exemple la préparation d'un atome unique dans le sous-niveau Zeeman ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$), étudier les défauts de polarisation de la sonde ou bien vérifier que l'atome cycle correctement sur la transition fermée, il faut pouvoir étudier la polarisation de la lumière collectée. Jusqu'à présent nous n'avions accès qu'à la polarisation émise horizontalement, du fait de la présence du cube dans notre imagerie servant à différencier la voie de détection du faisceau piège dipolaire (voir figure 1.8 du chapitre 1). Nous avons en conséquence décidé de remplacer ce cube par une lame séparatrice dichroïque.

4.2.1 Lame dichroïque et contraste en polarisation

Initialement notre système d'imagerie contenait un cube à séparation de polarisation permettant de découpler la voie de l'imagerie du faisceau piège. Nous ne pouvions donc observer que la lumière collectée ayant une polarisation horizontale. Dorénavant, nous qualifierons cette polarisation de *perpendiculaire*, notée \perp , car sa direction est perpendiculaire à l'axe de polarisation vertical du piège dipolaire correspondant à l'axe de quantification. Pour pouvoir détecter la lumière de fluorescence selon l'autre polarisation (dorénavant appelée polarisation *parallèle*, notée \parallel), nous avons remplacé le cube de l'imagerie par une lame séparatrice dichroïque (figure 4.4). Nous verrons plus loin que ces polarisations \parallel et \perp sont différentes des polarisations π et σ émises par l'atome.

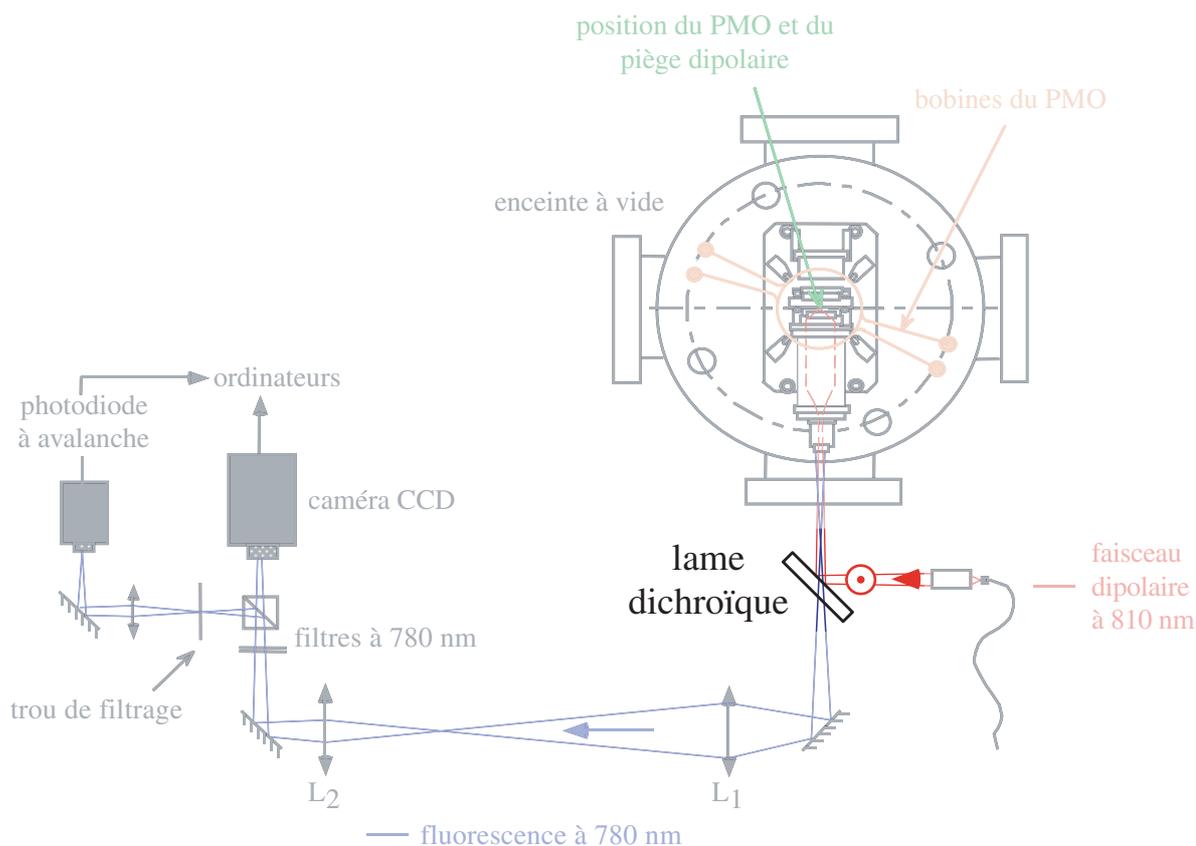


FIG. 4.4 – Modification du dispositif d'imagerie : pour découpler la voie de l'imagerie du faisceau piège, nous avons remplacé le cube à séparation de polarisation de la figure 1.8 du chapitre 1 par une lame séparatrice dichroïque.

Nous avons mesuré les spécifications techniques de cette lame dichroïque. À 810 nm, son coefficient de réflexion en polarisation verticale est supérieur à 99,8 % (il est de 8,7 % en polarisation horizontale). Nous l'utiliserons donc en réflexion pour envoyer dans MIGOU notre faisceau piège polarisé verticalement. À 780 nm, son coefficient de transmission est de l'ordre de 99,6 % en polarisation verticale et de l'ordre de 97,9 % en polarisation horizontale. Elle va donc nous permettre de collecter, avec une très bonne efficacité, la lumière de fluorescence sortant de MIGOU, et ceci quelle que soit la polarisation.

Nous allons maintenant introduire un paramètre pour l'ensemble des expériences de ce chapitre et du chapitre suivant pour lesquelles on s'intéresse à la polarisation de la lumière émise par les atomes. Il s'agit du contraste en polarisation C . Appelons R_{\perp} le taux de fluorescence détecté en polarisation \perp et R_{\parallel} le taux de fluorescence détecté en polarisation \parallel . Nous définirons le contraste en polarisation de la manière suivante :

$$C = \frac{R_{\perp} - R_{\parallel}}{R_{\perp} + R_{\parallel}}$$

C est un nombre compris entre -1 et 1 qui nous renseigne sur la nature de la polarisation détectée. C vaudra -1 (respectivement 1), si l'on ne détecte que de la lumière polarisée \parallel (respectivement \perp). Pour pouvoir accéder à ce paramètre, il faut être capable de mesurer indépendamment R_{\perp} et R_{\parallel} . C'est l'utilité de la lame demi-onde placée dans le système d'imagerie juste avant le cube à séparation de polarisation, lui-même placé avant la caméra CCD et l'APD (figure 4.4). Cette lame nous permettait jusqu'à présent de choisir d'envoyer la lumière de fluorescence, soit sur la photodiode, soit sur la caméra. Elle nous servira maintenant à envoyer sur la photodiode à avalanche, soit la polarisation \perp , soit la polarisation \parallel .

Souvenons-nous ici que notre axe de quantification correspond à l'axe vertical z et que nous observons la lumière émise dans la direction horizontale y (voir figure 4.5). Les photons émis sur une transition σ^+ ou σ^- seront donc en principe détectés avec une polarisation \perp alors que les photons émis sur une transition π seront en principe détectés avec une polarisation \parallel . Ceci serait vrai si l'ouverture numérique de notre objectif de collection était suffisamment faible. Du fait de notre ouverture numérique très importante (N.A. = 0,7), une partie de la lumière émise avec une polarisation σ sera détectée avec une polarisation \parallel . Pour comprendre cela, et parce que c'est un chiffre qui nous servira pour nos expériences, nous allons maintenant calculer le contraste auquel on doit s'attendre, si l'atome n'émet que de la lumière polarisée σ^+ .

Dans une vision classique, la lumière est émise par notre atome alcalin avec une polarisation σ^+ lorsque l'électron de la dernière couche de valence tourne autour du noyau avec un mouvement circulaire dans le plan horizontal (\vec{x}, \vec{y}) (voir figure 4.5). Dans un repère cartésien d'origine le noyau de notre atome de ^{87}Rb , la position ainsi que l'accélération de l'électron au cours du temps seront de la forme $A [\cos(\omega t) \vec{x} + \sin(\omega t) \vec{y}]$ où A est une constante. Le champ rayonné par notre dipôle est alors proportionnel à la projection de l'accélération de l'électron dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation. Exprimons alors le champ rayonné par notre atome au niveau de la première lentille de MIGOU en coordonnées sphériques :

$$\begin{aligned} \vec{E} \propto & \cos \theta [\cos(\omega t) \cos \phi + \sin(\omega t) \sin \phi] \vec{e}_{\theta} \\ & + [\sin(\omega t) \cos \phi - \cos(\omega t) \sin \phi] \vec{e}_{\phi} \end{aligned} \quad (4.1)$$

Le champ rayonné possède donc à son arrivée sur MIGOU non seulement une composante selon \vec{e}_{ϕ} , mais aussi une composante selon \vec{e}_{θ} . À travers l'ensemble des optiques de MIGOU, la

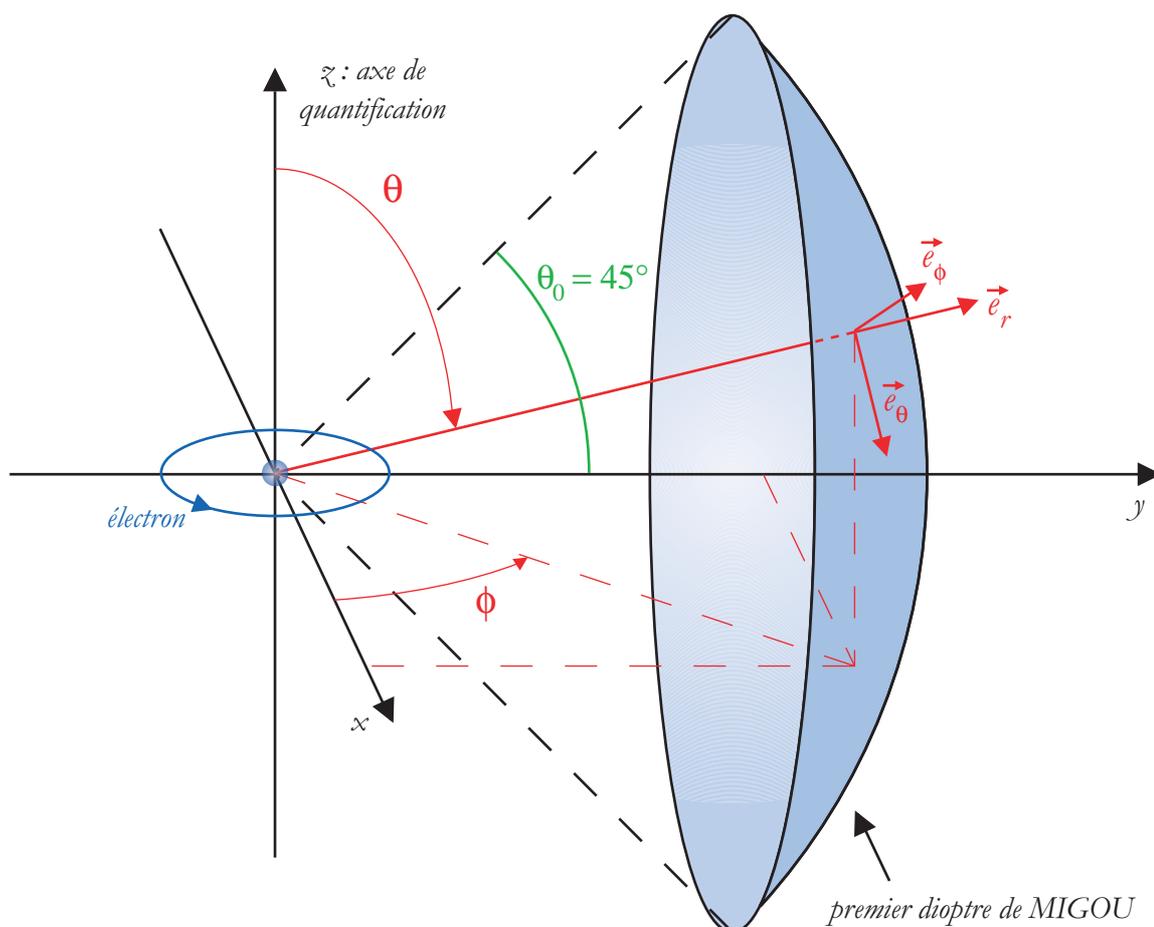


FIG. 4.5 – Le noyau de notre atome de ^{87}Rb , placé au foyer de MIGOU constitue l'origine du repère cartésien (x, y, z) . Le premier dioptre de MIGOU est sphérique. Si l'atome n'effectue que des transitions σ^+ , le mouvement de son électron de valence est circulaire dans le plan (x, y) . Le champ rayonné au niveau de MIGOU est décrit dans le repère sphérique $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\phi)$.

composante selon \vec{e}_ϕ sera détectée comme étant de polarisation \perp tandis que la composante selon \vec{e}_θ sera détectée comme étant de polarisation \parallel . Nous comprenons alors pourquoi même si l'atome n'effectue que des transitions σ^+ , une partie de la lumière détectée sera de polarisation \parallel . Du fait de notre grande ouverture numérique, une partie non négligeable du champ rayonné arrive sur MIGOU avec un composante selon \vec{e}_θ . À partir de l'équation 4.1, nous allons calculer l'intensité lumineuse $I_\theta(\theta, \phi)$ polarisée selon \vec{e}_θ . Il suffit de prendre le carré de la composante correspondante. Après une moyenne temporelle sur un temps caractéristique grand devant $1/\omega$, on obtient :

$$I_\theta(\theta, \phi) \propto \cos^2 \theta$$

De même l'intensité rayonnée avec une polarisation selon \vec{e}_ϕ s'écrit :

$$I_\phi(\theta, \phi) \propto 1$$

Pour connaître R_\perp (respectivement R_\parallel), la totalité de la fluorescence détectée avec une polarisation \perp (respectivement \parallel), il reste à intégrer $I_\phi(\theta, \phi)$ (respectivement $I_\theta(\theta, \phi)$) sur la surface du premier dioptre de MIGOU. Il s'agit, comme le montre la figure 4.5, d'une calotte sphérique

de centre l'atome unique (celui-ci est en effet au foyer de MIGOU, centre du dioptré sphérique). Une ouverture numérique de 0,7 correspond à un demi-angle d'ouverture θ_0 de 45° . Il faudra donc intégrer en θ de $\pi/4$ à $3\pi/4$. En ce qui concerne ϕ , il faut intégrer de $\phi_0(\theta)$ à $\pi - \phi_0(\theta)$ avec :

$$\phi_0(\theta) = \arccos \left(\sqrt{\frac{\cos^2 \theta_0 - \cos^2 \theta}{\sin^2 \theta}} \right) = \arccos \left(\sqrt{\frac{1 - 2 \cos^2 \theta}{2 \sin^2 \theta}} \right)$$

d'où :

$$R_{\perp} \propto \int_{\pi/4}^{3\pi/4} \left(\int_{\phi_0(\theta)}^{\pi - \phi_0(\theta)} d\phi \right) I_{\phi}(\theta, \phi) \sin \theta d\theta \quad \text{et} \quad R_{\parallel} \propto \int_{\pi/4}^{3\pi/4} \left(\int_{\phi_0(\theta)}^{\pi - \phi_0(\theta)} d\phi \right) I_{\theta}(\theta, \phi) \sin \theta d\theta$$

Une fois le calcul effectué de façon numérique, on en déduit :

$$\text{le contraste en polarisation} \quad C = \frac{R_{\perp} - R_{\parallel}}{R_{\perp} + R_{\parallel}} \sim 0,77 \quad \text{et le rapport} \quad \frac{R_{\parallel}}{R_{\perp} + R_{\parallel}} \sim 0,12.$$

Ce qu'il nous faut retenir pour la suite, c'est que même si l'atome émet des photons polarisés σ^+ , la fluorescence détectée contiendra quand même 12 % de photons polarisés \parallel et que le contraste théorique maximum que l'on peut atteindre n'est que de 0,77.

4.2.2 Application d'un champ magnétique vertical

L'objectif premier de ce paragraphe est de détecter la présence d'un éventuel champ magnétique résiduel, et s'il y a lieu, de s'en affranchir. L'objectif secondaire est de caractériser, et éventuellement d'améliorer, la qualité du pompage optique vers la transition fermée ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = +3$) lorsque l'on illumine un atome unique avec de la lumière polarisée σ^+ . Dans le cas où la lumière d'excitation est parfaitement polarisée et en l'absence de champ parasite, l'atome pompé optiquement vers la transition fermée n'émettra que des photons polarisés σ^+ . D'après le paragraphe précédent, nous devrions obtenir, à la détection, un contraste en polarisation égal au maximum théorique $C = 0,77$.

La présence d'un champ magnétique résiduel selon une autre direction que celle de l'axe de quantification se traduira par une précession de Larmor du moment magnétique atomique autour de la direction du champ total. Les états propres du système ne sont plus ceux calculés à partir d'un axe de quantification parallèle à la polarisation du faisceau piège. Un atome initialement piégé dans l'état ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$) va rapidement se retrouver sur une superposition de sous-niveaux Zeeman. Ceci se traduira par l'apparition dans la lumière de fluorescence de photons polarisés π et induira une chute du contraste C .

De même, un défaut de polarisation (voir discussion au début du paragraphe 4.2) induira des transitions π ainsi qu'une chute du contraste.

Étude du contraste en polarisation

L'idée ici est d'étudier le contraste en polarisation en fonction d'un champ magnétique constant B_z orienté verticalement. Ce champ va en fait permettre de plus ou moins bien définir notre axe de quantification comme étant l'axe vertical. Supposons qu'il existe un champ magnétique parasite suffisant pour dévier la direction de l'axe de quantification par rapport à l'axe vertical. Imposer un champ B_z contrôlé suffisamment intense permettra de rapprocher l'axe de quantification de l'axe z . Nous avons déjà vu dans le paragraphe 3.1.2 du chapitre 3 comment

mettre en place un champ magnétique constant orienté verticalement. On branche simplement en configuration Helmholtz les bobines du piège magnéto-optique qui ne nous servent pas en régime atome unique.

La séquence temporelle utilisée est représentée sur la figure 4.6. Une fois un atome piégé avec les faisceaux de la mélasse (esclave et repompeur), on le prépare dans le sous-niveau fondamental $F = 2$ en éteignant l'esclave et en laissant le repompeur allumé pendant 1 ms. Durant cette milliseconde, on allume aussi le courant dans les bobines pour mettre en place le champ magnétique vertical constant. On envoie ensuite une impulsion de sonde de $200 \mu\text{W}$ ($s \sim 10$) durant 1 ms. On a pris soin de faire au préalable des mesures de déplacements lumineux (voir paragraphe suivant), afin d'accorder la fréquence de la sonde proche de la transition atomique. En présence d'un champ magnétique, cette transition est déplacée par effet Zeeman (voir paragraphe 3.1.2 du chapitre 3). Le champ magnétique constant est ensuite éteint, puis 1 ms plus tard, on branche à nouveau les faisceaux de la mélasse pendant 5 ms. En fin de séquence, on éteint le piège dipolaire optique afin de remonter au taux de recapture (voir paragraphe 1.4.4 du chapitre 1). La fluorescence enregistrée à l'aide de notre photodiode à avalanche avec une résolution temporelle de $5 \mu\text{s}$ est moyennée sur 250 séquences.

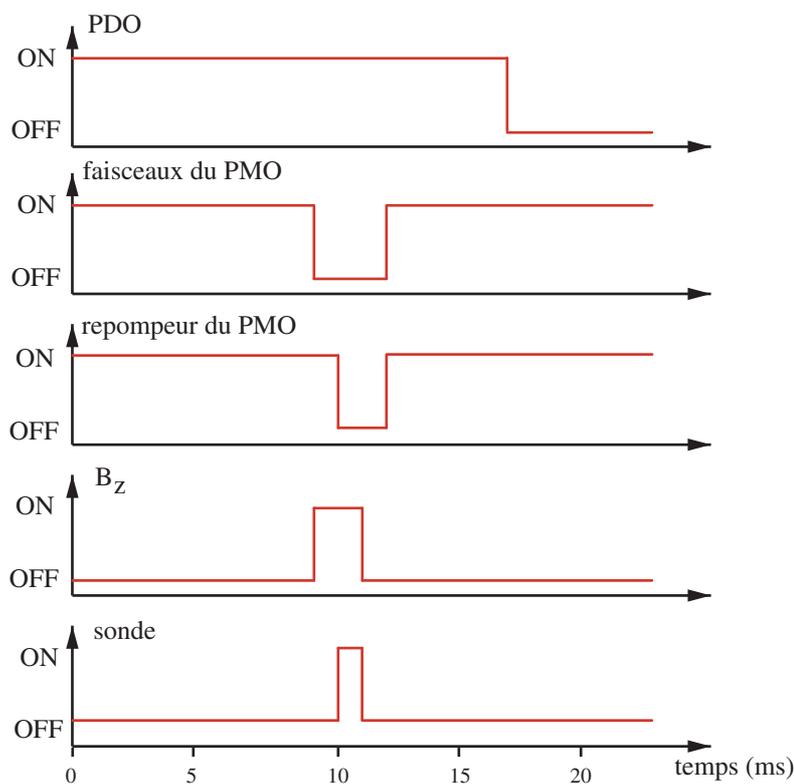


FIG. 4.6 – Séquence temporelle utilisée pour l'étude du contraste en polarisation en fonction d'un champ magnétique vertical constant.

L'allure de la fluorescence moyenne est proche de celle de la figure 4.2. L'impulsion de sonde produit un pic de fluorescence. De la courbe expérimentale, on peut tirer la hauteur du pic, le nombre de photons détectés pendant l'impulsion de sonde (en calculant l'aire du pic), et la probabilité de recapture en fin de séquence. On reproduit cette expérience pour différentes valeurs de B_z . En outre on effectue alternativement l'expérience en détectant la fluorescence polarisée \perp ou en détectant la fluorescence polarisée \parallel . Il suffit pour cela de tourner, entre deux mesures, la

lame demi-onde de la figure 4.4. On calcule, pour un champ B_z donné, le contraste en polarisation à partir du nombre de photons détectés pendant l'impulsion de sonde (aire du pic) grâce à la formule :

$$C = \frac{A_{\perp}^{pic} - A_{\parallel}^{pic}}{A_{\perp}^{pic} + A_{\parallel}^{pic}}$$

où A_{\perp}^{pic} (respectivement A_{\parallel}^{pic}) est l'aire du pic de fluorescence induit par la sonde en polarisation \perp (respectivement \parallel). Notons ici, que la fluorescence moyenne obtenue pendant la milliseconde suivant l'impulsion de sonde pendant la séquence temporelle (figure 4.6) nous renseigne sur le fond de lumière parasite et les coups d'obscurité de l'APD. Comme pour les expériences déjà décrites, nos données sont corrigées de ce fond. Les résultats obtenus pour une puissance de piégeage de 1,5 mW sont présentés sur la figure 4.7. Il s'agit du contraste en polarisation C tracé en fonction du champ B_z . Nous avons aussi tracé les probabilités de recapture à partir des mesures de fluorescence détectée selon la polarisation \perp ou \parallel . Enfin, deux jeux de données se trouvent sur la figure 4.7, car nous avons effectué ces expériences pour les deux polarisations de sonde orthogonales σ^+ et σ^- .

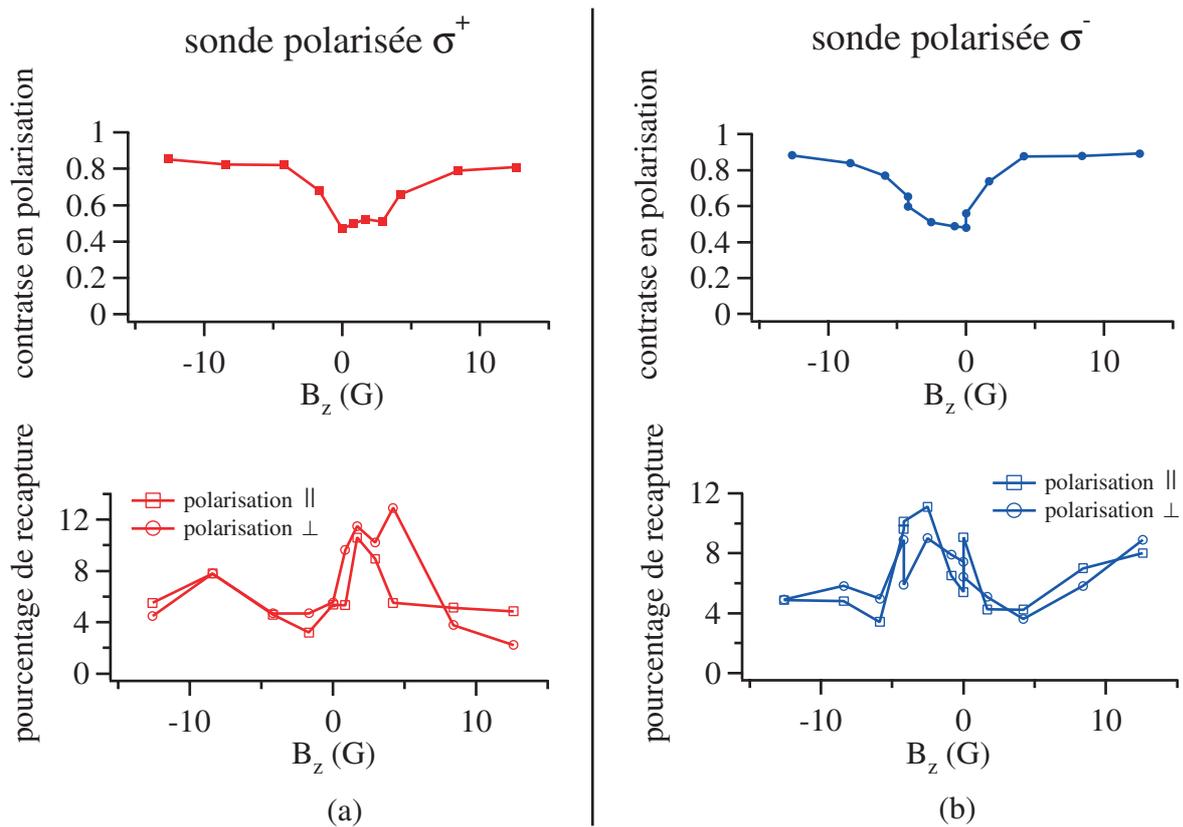


FIG. 4.7 – Mesures du contraste en polarisation et du pourcentage de recapture en fonction du champ magnétique vertical B_z . Ces mesures ont été effectuées avec une sonde polarisée σ^+ (a) et avec une sonde polarisée σ^- (b). Le pourcentage de recapture est calculé à la fois à partir de la fluorescence polarisée \perp et à partir de la fluorescence polarisée \parallel .

La première chose que l'on remarque est que le contraste n'est pas du tout optimum à champ nul. Il y est presque minimum. En revanche, en imposant B_z suffisamment fort, on obtient des

valeurs de contraste proches du maximum théorique atteignable. La valeur du champ minimum à imposer pour obtenir un bon contraste est d'environ $B_z = -4$ G si la sonde est polarisée σ^+ et $B_z = +4$ G si la sonde est polarisée σ^- . Si l'on s'intéresse maintenant au pourcentage de recapture, on remarque une corrélation entre le trou observé dans le contraste et une hausse de la probabilité de recapture. Ceci traduit le fait que lorsque le contraste chute, l'atome effectue des transitions π . Des excitations hors résonance peuvent alors se produire entre les niveaux ($5^2S_{1/2}, F = 2$) et ($5^2P_{3/2}, F = 2$) et par suite un dépompement de l'atome vers le sous-niveau fondamental ($5^2S_{1/2}, F = 1$) est possible. Une fois dans ce niveau, l'atome ne peut être réexcité par la sonde. De façon générale, le pourcentage de recapture est très bas, car l'atome est continuellement excité sur la transition fermée et est ainsi chauffé hors du piège. Mais lorsque le contraste est plus faible, des atomes peuvent être piégés en $F = 1$ et la probabilité de recapture est accrue.

Le fait que le contraste chute autour de $B_z = 0$ G est une signature qu'un champ magnétique résiduel existe. Toutefois, un champ imposé suffisamment intense nous permet de définir correctement l'axe de quantification comme étant l'axe vertical. Dorénavant, lorsque nous aurons besoin de bien définir notre axe de quantification ou lorsque nous aurons besoin que l'atome cycle sur la transition fermée, nous imposerons $B_z = -4,2$ G lorsque la sonde est polarisée σ^+ ou $B_z = +4,2$ G lorsque la sonde est polarisée σ^- . Remarquons enfin que, en l'absence d'un champ magnétique résiduel, notre système possède une symétrie. L'axe de quantification est, dans ces conditions, l'axe vertical. La physique est alors la même si l'on éclaire nos atomes avec de la lumière polarisée σ^+ en présence d'un champ $+B_z$ constant, ou si l'on éclaire nos atomes avec de la lumière polarisée σ^- en présence d'un champ $-B_z$ constant. Sur la figure 4.8, nous avons superposé le contraste obtenu avec une sonde polarisée σ^+ en fonction de $+B_z$ et le contraste obtenu avec une sonde polarisée σ^- en fonction de $-B_z$. Les deux courbes sont alors quasiment superposées. Le champ résiduel, s'il existe, ne brise pas cette symétrie. Ceci va dans le sens, soit d'un champ parasite de faible amplitude, soit d'un champ magnétique parasite tournant.

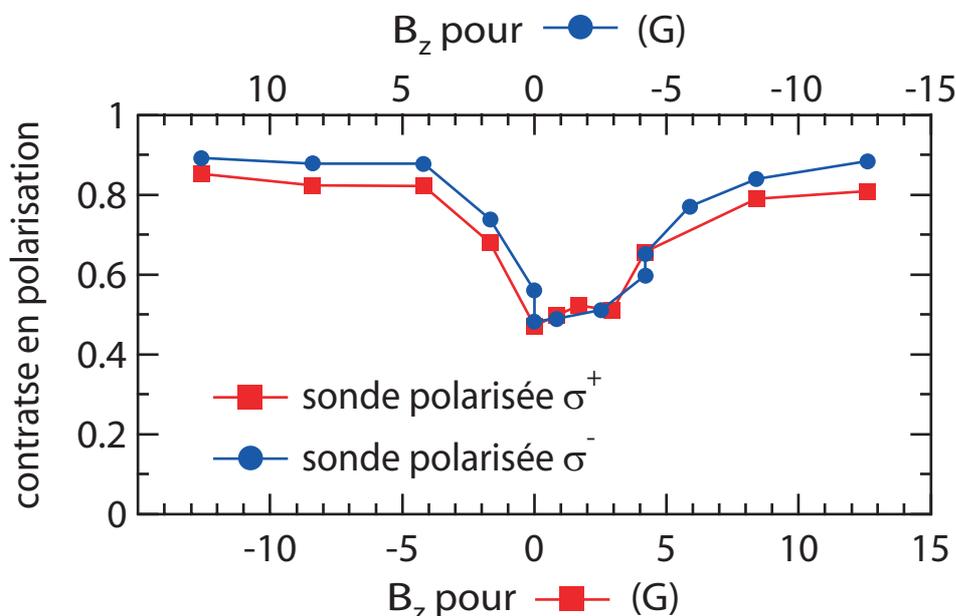


FIG. 4.8 – *Contraste en polarisation obtenu avec une sonde polarisée σ^+ en fonction de $+B_z$ superposé au contraste en polarisation obtenu avec une sonde polarisée σ^- en fonction de $-B_z$.*

Spectroscopie Zeeman

Lors des mesures du paragraphe précédent, la fréquence de la sonde était choisie de manière à être proche de la transition atomique dans le piège dipolaire, en présence du champ magnétique B_z . Pour connaître le déplacement total de la transition atomique dans ces conditions, nous avons effectué des mesures de déplacements lumineux en présence du champ B_z . Ces expériences sont rigoureusement les mêmes que les mesures de déplacements lumineux du paragraphe 3.1.2 du chapitre 3. Les résultats obtenus se trouvent sur la figure 4.9. Il s'agit du déplacement total de la transition atomique en fonction de la valeur du champ magnétique B_z . Ces mesures ont de plus été faites pour les deux polarisations de sonde orthogonales, σ^+ et σ^- .

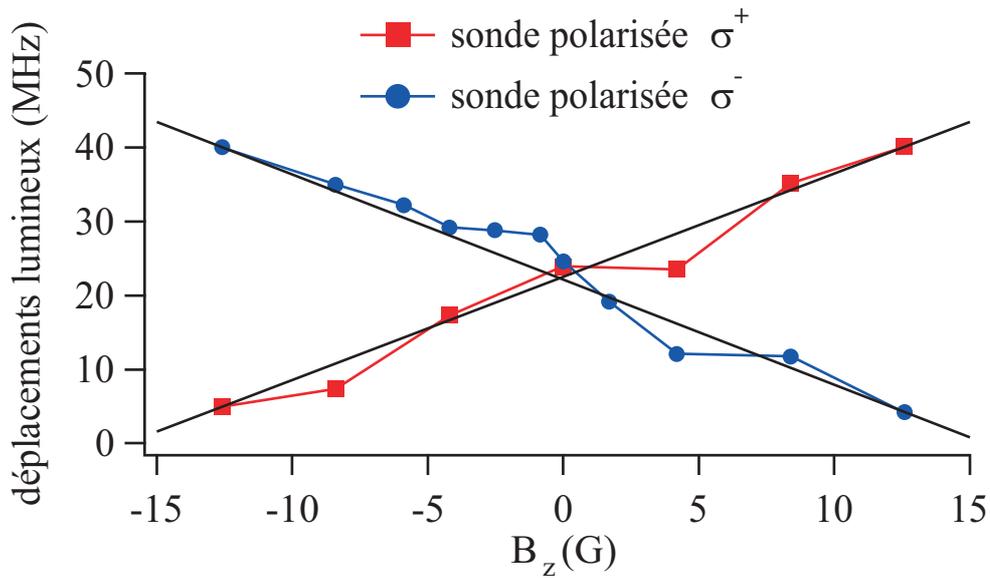


FIG. 4.9 – Déplacement total de la transition atomique (dû à la fois au piège dipolaire et au champ B_z) en fonction de la valeur du champ magnétique B_z . Les points expérimentaux carrés ont été mesurés à l'aide d'une sonde polarisée σ^+ et les points expérimentaux ronds ont été mesurés à l'aide d'une sonde polarisée σ^- . Les deux droites sont celles passant par les deux points extrêmes de chacun des jeux de données (les points d'abscisse $\pm 12,6$ G).

Nous avons vu au paragraphe 3.1.2 du chapitre 3 que si nous sondions correctement la transition fermée ($F = 2, m_F = +2$) \rightarrow ($F = 3, m_F = +3$) avec de la lumière polarisée σ^+ , le déplacement global serait de la forme $U_0 + \mu_B B_z$ où U_0 est la profondeur du piège. De même que si nous sondions correctement la transition fermée ($F = 2, m_F = -2$) \rightarrow ($F = 3, m_F = -3$) avec de la lumière polarisée σ^- , le déplacement global serait de la forme $U_0 - \mu_B B_z$. Sur la figure 4.9 on devrait donc obtenir deux droites de pentes opposées $\pm \mu_B = \pm 1,4$ MHz/G. D'après le paragraphe précédent, si nous imposons un champ B_z suffisamment intense, l'atome unique est piégé sur la transition fermée. Nous avons donc tracé les droites passant par les deux points extrêmes de chacune des courbes de la figure 4.9 (les points d'abscisse $\pm 12,6$ G). On trouve bien deux pentes de valeurs $+1,4$ MHz/G (sonde polarisée σ^+) et $-1,4$ MHz/G (sonde polarisée σ^-). Encore une fois ceci prouve que lorsque l'on impose un champ magnétique vertical suffisamment intense, l'axe de quantification est parfaitement défini comme étant l'axe z . Toutefois, le fait que les points expérimentaux s'éloignent des droites idéales, pour des champs B_z plus faibles, confirme la présence d'un champ magnétique parasite.

Ce champ résiduel possède des composantes dans le plan (x, y) . S'il était vertical, la direction de l'axe de quantification ne serait pas modifiée et aucun des problèmes soulevés ne se produirait.

4.2.3 « Application » du bon contrôle de la transition fermée : mesure de l'efficacité de détection

L'axe de quantification étant maintenant correctement défini, l'atome peut être piégé sur la transition fermée $(5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = +3)$ et se comporte alors comme un système à deux niveaux. Dans ces conditions, le taux de fluorescence de l'atome, soumis à une excitation laser, est donné par la formule 3.2 du chapitre 3 que nous réécrivons ici en fonction de P_{sonde} la puissance du laser sonde :

$$Lor_{sat}(P_{sonde}) = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} = \frac{\Gamma}{2} \frac{P_{sonde}}{a + P_{sonde}} \quad (4.2)$$

où a est une constante si le désaccord δ_L reste constant et s le paramètre de saturation. Cette formule traduit la saturation du taux de fluorescence vers $\Gamma/2 \sim 19 \times 10^7$ photons/s lorsque P_{sonde} augmente que nous pouvons comparer à la quantité de photons collectés.

Saturation de la fluorescence sur la transition fermée

Nous utilisons rigoureusement la même séquence expérimentale que celle de la figure 4.6 utilisée pour l'étude en fonction de B_z . La différence est qu'ici nous fixons la valeur de B_z et nous faisons varier la puissance P_{sonde} de la sonde. D'après l'étude faite plus haut, nous imposons $B_z = -4, 2$ G et utilisons une sonde polarisée σ^+ de manière à piéger l'atome sur la transition fermée. La fréquence de la sonde est choisie proche de la transition atomique (en présence de B_z). Elle est par ailleurs rétro-réfléchiée pour limiter l'effet de la pression de radiation. La fluorescence enregistrée par la photodiode à avalanche est moyennée sur 250 séquences temporelles de résolution $5 \mu s$. L'allure des courbes obtenues est la même que pour celles de l'étude du contraste en polarisation. On observe un pic de fluorescence pendant l'impulsion de sonde. On en déduit également les mêmes informations à savoir la hauteur du pic de fluorescence, le nombre de photons détectés pendant l'impulsion de sonde (aire du pic) et le pourcentage de recapture. La mesure est répétée pour des valeurs croissantes de P_{sonde} . Sur la figure 4.10, nous avons tracé la hauteur du pic en fonction de P_{sonde} pour une puissance de piégeage de 2 mW. Nous savons par ailleurs que les photons émis lorsque l'atome cycle sur la transition fermée peuvent être de polarisation \perp ou \parallel . La mesure est donc répétée en détectant alternativement l'une ou l'autre des polarisations. Les points expérimentaux de la figure 4.10 correspondent à la somme de la hauteur du pic de fluorescence en polarisation \perp et en polarisation \parallel (là encore l'ensemble est corrigé du fond parasite). Les données sont ensuite ajustées à l'aide de l'expression 4.2 où l'on remplace Γ par Γ_{coll} correspondant à la fraction de Γ collectée. L'efficacité globale de collection et de détection s'écrit alors :

$$\eta_{coll} = \frac{\Gamma_{coll}}{\Gamma}$$

L'ajustement nous donne $\Gamma_{coll}/2 = 99, 7(\pm 3, 6)$ coups/ms. On en déduit $\eta_{coll} \sim 5, 2 \times 10^{-3}$.

La valeur de Γ_{coll} fournie par ces expériences est en réalité une borne inférieure. En effet, pour les fortes puissances, l'atome est chauffé très rapidement et sort du piège plus vite que la résolution temporelle minimale de la carte d'acquisition ($5 \mu s$). La fluorescence collectée, pondérée par la probabilité de présence de l'atome inférieure à 1, est alors plus faible que Γ_{coll} .

Il est néanmoins possible de surmonter cette difficulté en éclairant l'atome unique avec des impulsions lumineuses plus brèves que la résolution temporelle. Ces expériences, ainsi que le

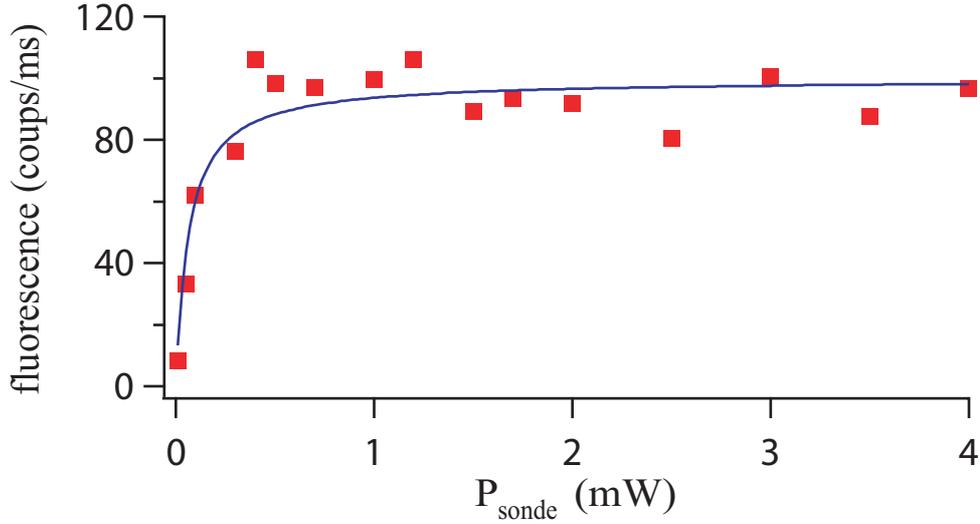


FIG. 4.10 – Courbe de saturation de la transition atomique ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = +3$). La courbe en trait plein est un ajustement par la formule 4.2.

traitement des données associées, sont développés dans l'annexe B. Nous ne donnerons ici que l'estimation finale de l'efficacité globale de collection et de détection :

$$5,2 \text{ ‰} < \eta_{coll} < 6,4 \text{ ‰}$$

Efficacité globale de collection et de détection

Dans le paragraphe précédent, une bonne maîtrise de la transition atomique ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = +3$) nous a permis de déduire d'un signal atomique une efficacité globale de collection et de détection de 5,6 ‰. Il est possible de comparer cette valeur à une simple évaluation directe de la transmission de notre système d'imagerie. L'idée est d'aligner sur notre voie de détection un faisceau laser et d'en mesurer la puissance après chaque optique.

Nous avons mesuré que les optiques situées entre l'enceinte à vide et le trou de filtrage (voir figure 4.4 de ce chapitre) transmettent 58,5 % de la lumière.

Nous estimons de façon très grossière que la transmission du trou de filtrage placée juste devant la photodiode à avalanche est comprise entre 20 % et 60 %. En effet, la transmission de notre faisceau laser de test est au maximum de 30 %. Toutefois celui-ci est un peu dégradé par son passage à travers une lentille de saphir de la partie arrière de MIGOU. Nous sommes obligés de lui faire traverser cette partie arrière bien que la fluorescence imagée des atomes, elle, ne traverse que la partie avant (voir paragraphe 1.3.1 du chapitre 1). Elle ne subira donc pas cette dégradation. Tout ceci explique l'incertitude que l'on a sur la transmission du trou de filtrage.

Le couplage de la lumière entre le trou de filtrage et la photodiode à avalanche par une lentille combiné à l'efficacité quantique de cette dernière est supposé compris entre 30 % et 60 %. L'incertitude sur l'efficacité quantique de l'APD est là encore assez importante.

La transmission de notre objectif MIGOU est meilleure que 86,7 %. En effet, 86,7 % correspond à la transmission à travers la partie avant et la partie arrière de MIGOU. L'angle solide de collection Ω_{coll} , correspondant à une ouverture numérique de 0,71, est de 14,6 % de 4π sr. Cependant, le diagramme de rayonnement de la lumière polarisée σ^+ n'est pas isotrope. La valeur de l'angle solide de collection doit donc être corrigée. Tous les éléments pour faire cette

correction se trouvent au paragraphe 4.2.1. Nous y avons vu que l'intensité lumineuse rayonnée se décomposait en deux parties I_θ et I_ϕ . La proportion de photons collectés par l'angle solide défini par MIGOU est donc l'intégrale sur cette angle solide de $I_\theta + I_\phi$ (normalisée à la même intégrale sur tout l'espace). D'après l'étude faite au paragraphe 4.2.1, il faut donc corriger Ω_{coll} d'un facteur f qui a pour expression :

$$f = \frac{1}{\Omega_{coll}} \frac{\int_{\pi/4}^{3\pi/4} \left(\int_{\phi_0(\theta)}^{\pi-\phi_0(\theta)} d\phi \right) (I_\theta + I_\phi) \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi \left(\int_0^{2\pi} d\phi \right) (I_\theta + I_\phi) \sin \theta d\theta} \sim 0,849$$

Si l'on résume l'ensemble des remarques précédentes, on en déduit une valeur maximum et minimum pour l'efficacité globale de collection et de détection, compatibles avec l'intervalle donné dans le paragraphe précédent :

$$\begin{aligned} \eta_{coll}^{min} &= \underbrace{0,146 \times 0,849}_{collection} \times \underbrace{0,867}_{t_{MIGOU}} \times \underbrace{0,585}_{t_{optiques}} \times \underbrace{0,20}_{t_{filtrage}} \times \underbrace{0,30}_{eff. quant.} = 0,38 \% \\ \eta_{coll}^{max} &= \underbrace{0,146 \times 0,849}_{collection} \times \underbrace{0,867}_{t_{MIGOU}} \times \underbrace{0,585}_{t_{optiques}} \times \underbrace{0,60}_{t_{filtrage}} \times \underbrace{0,60}_{eff. quant.} = 2,3 \% \end{aligned}$$

En outre, on peut s'affranchir de l'effet du diagramme de rayonnement, mis en évidence dans ce paragraphe, qui n'est pas une limitation intrinsèque de notre système, mais dépend de la polarisation des photons que l'on image. Ceci permet de corriger l'intervalle obtenu au paragraphe précédent pour en avoir un plus optimiste :

$$6,1 \% < \eta_{coll} < 7,5 \%$$

On peut de même revoir à la hausse η_{coll}^{min} et η_{coll}^{max} qui ont alors pour valeur respectivement 4,4 % et 2,7 %.

4.3 Contrôle cohérent de la transition fermée

Nous l'avons mentionné en introduction, une des voies proposées pour réaliser un ordinateur quantique à partir d'atomes neutres est de manipuler les qubits en détectant astucieusement les photons qu'ils émettent. Il est par exemple possible de projeter lors d'une telle mesure un système de deux qubits sur un état intriqué [49, 50, 51, 52, 53, 54, 57]. On peut alors réaliser des portes logiques quantiques « conditionnelles » pour lesquelles, le succès de l'opération logique repose sur une mesure pertinente [55]. Dans cette perspective, il est intéressant d'avoir un bon contrôle de l'émission de nos qubits. Le contrôle ultime consiste à être capable de faire émettre par notre atome unique des photons uniques à la demande, aux instants où on le désire. Par ailleurs ces photons doivent être *indiscernables*, c'est-à-dire dans un même mode spectral, spatial, et de polarisation. Dans la partie précédente, nous avons montré que nous étions capable de piéger optiquement notre atome sur la transition fermée ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = +3$) de la raie D₂ du ^{87}Rb à 780 nm. Des photons émis sur cette transition sont de bons candidats du point de vue de l'indiscernabilité : ils ont une fréquence bien définie, celle de la transition atomique, ils sont tous polarisés σ^+ , ils sont tous émis dans le même mode spatial, notre objectif de collection étant limité par la diffraction.

4.3.1 Une source laser impulsionnelle

Pourquoi ?

Si l'on veut que notre atome unique émette un photon unique, une idée consiste à le piéger sur le niveau fondamental ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$), puis à l'illuminer à l'aide d'une impulsion lumineuse qui le fera passer sur le niveau excité ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = +3$), puis enfin à attendre qu'il se désexcite par émission spontanée. On est alors assuré de ne collecter qu'un unique photon.

Quelles conditions doit alors remplir cette source ? Tout d'abord pour émettre à coup sûr un photon unique, il faut exciter notre atome à coup sûr. On peut par exemple, comme nous allons tenter de le faire, illuminer l'atome avec une demi-oscillation de Rabi, une impulsion π . On pourrait aussi transférer l'atome dans l'état excité par passage adiabatique rapide. Dans tous les cas, pour limiter la probabilité de désexcitation durant l'impulsion, celle-ci doit être plus courte que la durée de vie de l'état excité, $\tau_{sp} = 26,24$ ns [84]. Toutefois, elle doit rester suffisamment longue pour que la largeur spectrale soit plus courte que la différence de fréquence entre les deux états excités hyperfins $F = 2$ et $F = 3$ ($\Delta\nu_{23} = 267$ MHz [84]). Nous nous limiterons à des impulsions comprises entre ~ 2 ns et ~ 6 ns. Par ailleurs, avant d'exciter à nouveau l'atome, il est nécessaire d'attendre bien plus longtemps que la durée de vie de l'état excité. Ceci nous assure que l'atome est retombé dans l'état fondamental de façon presque certaine avant la prochaine impulsion. Cependant, pour maximiser le taux d'émission de photons uniques, nous répéterons les impulsions toutes les 200 ns. Comme dernière exigence nous voudrions atteindre des puissances au minimum de 1 W, pour pouvoir réaliser des impulsions π sans avoir à focaliser notre faisceau sur moins de 1 mm.

Description de la source

Une description de notre source laser impulsionnelle se trouve dans la référence [117]. La raie D₂ du rubidium est exactement à la fréquence double d'une fréquence standard de télécommunication optique $f_c = 192,10$ THz [118]. La différence de fréquence entre le double de f_c , et la fréquence de la raie D₂ du ^{87}Rb ($f_{D_2} = 384,230$ THz [84]) est d'environ 30 MHz. Il est donc en principe possible de concevoir un système laser à partir de composants optiques de télécommunications à 1560 nm et par doublage de fréquence d'obtenir de la lumière à 780 nm. Du fait du vaste marché des composants optiques pour les télécommunications, il est très facile de trouver des éléments conçus pour fonctionner à 1560 nm, ayant bénéficié d'une bonne recherche et développement, robustes car destinés à fonctionner en dehors des laboratoires, et pour un coût relativement faible, du fait des volumes de vente importants. La référence [74] présente une source à 532 nm utilisant des idées similaires. La figure 4.11 donne une vue d'ensemble de notre nouveau système laser.

La diode laser. En début de chaîne, nous avons une diode laser continue DFB (Distributed Feed Back) fibrée de la marque JDS-Uniphase, modèle CQF935/808-19210. Selon les données constructeur, elle est conçue pour délivrer 50 mW de puissance à 1560,61 nm, avec une largeur spectrale inférieure à 1 MHz, pour un courant de commande d'environ 338 mA et une température de 34,8 °C. Afin de ne pas dépasser la puissance maximale tolérée par les autres composants, nous opérons avec une puissance de sortie de seulement 30 mW. Si nous augmentons légèrement la température jusqu'à 36,5 °C, la fréquence de la lumière émise est alors exactement $f_{D_2}/2$. Il est possible de régler finement cette fréquence sur plus de 4 GHz, sans saut de mode, en modulant la température ou le courant de la diode. Nous avons mesuré la dépendance en courant et en température de notre diode : $d\nu/dt = -11$ GHz/°C et $d\nu/dI = -0.20$ GHz/mA.

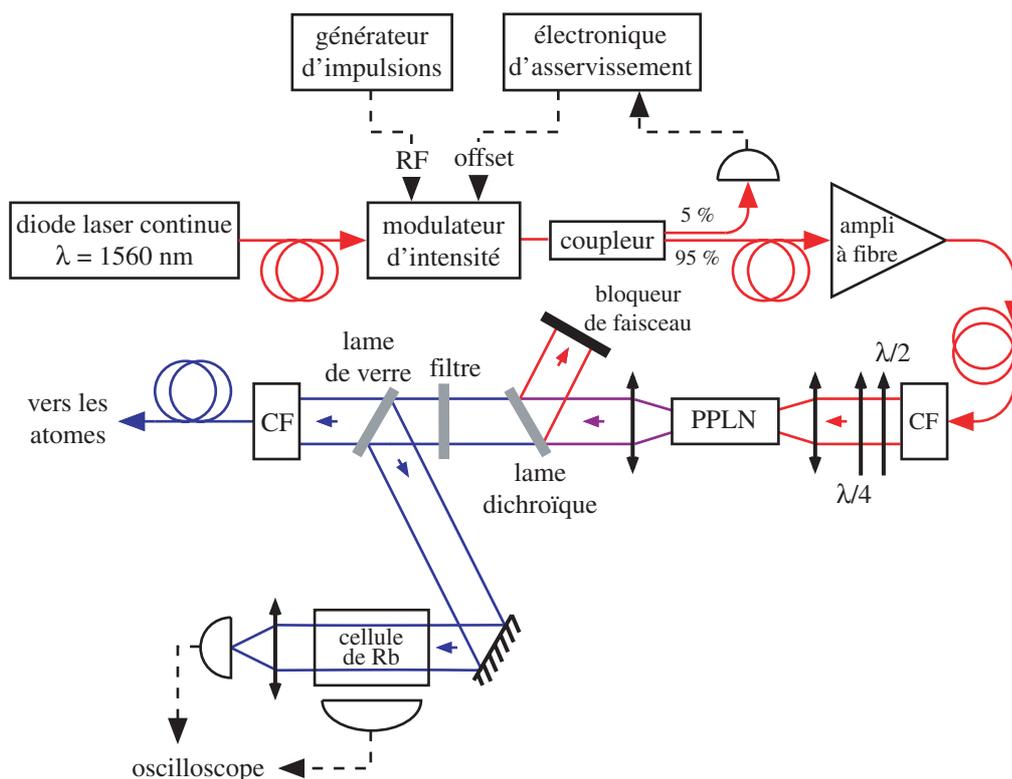


FIG. 4.11 – Schéma de la chaîne laser impulsionnelle. CF : coupleur à fibre.

Le modulateur intégré. La sortie continue de la diode est ensuite découpée pour obtenir des impulsions de 1,3 à 6,1 ns à une fréquence de répétition de 5 MHz à l'aide d'un modulateur d'intensité intégré fibré de la marque JDS-Uniphase de la série 100219. Il s'agit en fait d'un interféromètre de Mach-Zender fibré, avec deux modulateurs de phase électro-optiques balancés en niobate de Lithium, un dans chaque bras (ceci permet de garder la phase de la lumière de sortie constante, et d'éviter ainsi les balayages en fréquences). Ce modulateur possède deux entrées en tension. Sur la première, de faible bande passante, on peut appliquer une tension d'offset. Nous allons voir que grâce à cette entrée, il est possible d'asservir le modulateur autour de la transmission nulle. La seconde entrée est une entrée radio-fréquence (RF) de bande passante supérieure à 3 GHz. C'est elle qui nous permet de découper le laser continu en courtes impulsions. Si l'on impose une tension $V_\pi \sim 4$ V sur cette entrée, lorsque le modulateur est asservi autour de la transmission nulle, on bascule vers la transmission totale. Les impulsions de commande proviennent d'un générateur AVTech AVM-1-C synchronisé par une horloge externe de fréquence 5 MHz. Le taux d'extinction et les pertes par insertion du modulateur sont spécifiés respectivement supérieur à 20 dB et inférieures à 6,5 dB.

La tension d'offset permet de régler le modulateur afin d'avoir une extinction totale de l'intensité lorsqu'aucune tension RF n'est appliquée. Des charges sont susceptibles de se déposer sur les cristaux électro-optiques, avec pour conséquence une dérive de la différence de marche de l'interféromètre. La puissance de sortie n'est donc pas stable. Nous avons donc mis en place un asservissement basé sur une détection synchrone [119] (voir figure 4.12). On mélange à la tension continue d'offset un signal carré (alternativement positif et négatif) de fréquence 20 kHz. Après le modulateur, un coupleur fibré prélève 5 % du signal et l'envoie sur une photodiode qui détecte cette modulation « lente » (voir figure 4.11). L'asservissement déduit de ce signal la correction

à apporter à la tension d'offset pour conserver une transmission nulle entre les impulsions. Par ailleurs, cette tension ne doit pas dépasser ± 15 V. Une tension limite légèrement inférieure lui est donc imposée. Lorsque cette valeur est dépassée, l'asservissement *décroche*, et ramène la tension d'offset à une valeur proche de 0 V annulant la transmission du modulateur, avant de se *raccrocher*. Le module « Détection Signal Erreur » de la figure 4.12 fournit un signal permettant de détecter ces *décrochages*.

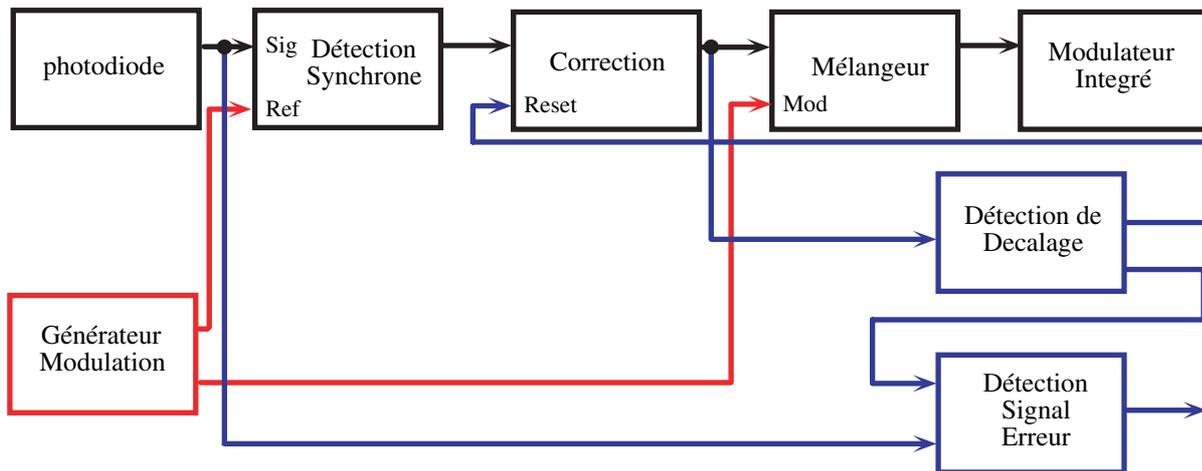


FIG. 4.12 – Schéma de principe de l'asservissement du modulateur intégré.

L'amplificateur à fibre. Le signal impulsionnel sortant du modulateur doit maintenant être amplifié si l'on veut ensuite obtenir un doublage en fréquence efficace. L'étape suivante dans notre chaîne laser est donc un amplificateur commercial à fibre dopée avec de l'erbium (modèle KPS-BT-C-30-PB-FA de Keopsys) avec un étage de pré-amplification et un étage d'amplification appelé booster. Il contient trois diodes de pompe dont deux ont des courants ajustables. Il est normalement destiné à amplifier une entrée continue. Pour un signal d'entrée supérieur à -10 dBm (0.1 mW), la puissance de sortie sature à 33 dBm (~ 2 W) tandis que son gain monte jusqu'à 55 dB pour des entrées continues de faible amplitude. La puissance maximale en entrée, au delà de laquelle une protection thermique éteint l'appareil, est de plusieurs milliwatts.

Si l'on fait attention à ne pas dépasser une puissance moyenne comparable à la puissance continue maximale acceptable, l'amplificateur amplifie correctement aussi un signal d'entrée impulsionnel, jusqu'à des puissances *moyennes* similaires aux niveaux atteints en continu, et ce, sans dégrader, ni la forme, ni la largeur de l'impulsion. On obtient ainsi, après l'amplificateur, des impulsions lumineuses avec une puissance *moyenne* d'environ 0,8 W. Suivant le rapport cyclique, ceci donne des *puissances crêtes* allant de 26 W (rapport cyclique de 1/33, impulsions de 6,1 ns) à 120 W (rapport cyclique de 1/150, impulsions de 1,3 ns).

Cette puissance élevée entraîne des perturbations en polarisation dans le bout de fibre connecté à la sortie de l'amplificateur. Au niveau du coupleur de sortie, la lumière est polarisée elliptiquement, mais l'ellipticité et l'orientation de l'ellipse dépendent de la puissance moyenne. À l'aide d'une lame demi-onde et d'une lame quart d'onde, on rétablit une polarisation linéaire, avec une pureté supérieure à 99 % et une bonne stabilité à long terme (pas de dérive sur une journée).

Le doublage de fréquence. Les puissances crêtes obtenues sont suffisantes pour atteindre un doublage de fréquence avec une efficacité de 15 % par simple passage dans un cristal PPLN (Periodically-Poled Lithium Niobate). Ce cristal est formé de domaines successifs de niobate de lithium orientés dans des directions opposées. Celui que nous avons utilisé, de dimensions $40 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 0,5 \text{ mm}$, provient de la société HC Photonics. La condition d'accord de phase est donnée par la taille des domaines successifs. Pour l'atteindre, nous dilatons le cristal en le chauffant à environ $200 \text{ }^\circ\text{C}$ dans un four qui asservit la température avec une stabilité de $0,1 \text{ }^\circ\text{C}$. Pour optimiser l'efficacité de doublage, le faisceau à 1560 nm à l'air libre est focalisé dans le cristal avec une longueur de Rayleigh de 20 mm (moitié de la longueur du cristal). Notons ici que la largeur spectrale du doublage est supérieure à l'écart de 6.8 GHz entre les deux sous-niveaux fondamentaux hyperfins du ^{87}Rb , $F = 1$ et $F = 2$.

Le faisceau est ensuite recollimaté. On filtre la lumière à 1560 nm à l'aide d'une lame séparatrice dichroïque de transmission supérieure à 85 % à 780 nm et de réflexion supérieure à 99,5 % à 1560 nm , puis à l'aide d'un filtre interférentiel passe-bande transmettant plus de 85 % de la lumière à 780 nm et possédant une densité optique de OD4 à 1560 nm .

Nous terminons enfin avec des impulsions lumineuses à 780 nm d'une puissance moyenne de 80 mW et de puissance crête comprise entre $2,6 \text{ W}$ et 12 W . La majeure partie de cette lumière est couplée dans une fibre afin de l'amener sur une autre table optique. On en prélève une petite fraction que l'on envoie à travers une cellule contenant une vapeur de rubidium, afin de régler la fréquence de notre source. La fluorescence induite est collectée avec une photodiode trop lente pour résoudre les impulsions lumineuses. La stabilité en fréquence de notre source laser impulsienne est très bonne ; sur une journée, la dérive fréquentielle est inférieure à 50 MHz .

Caractérisation de la chaîne laser

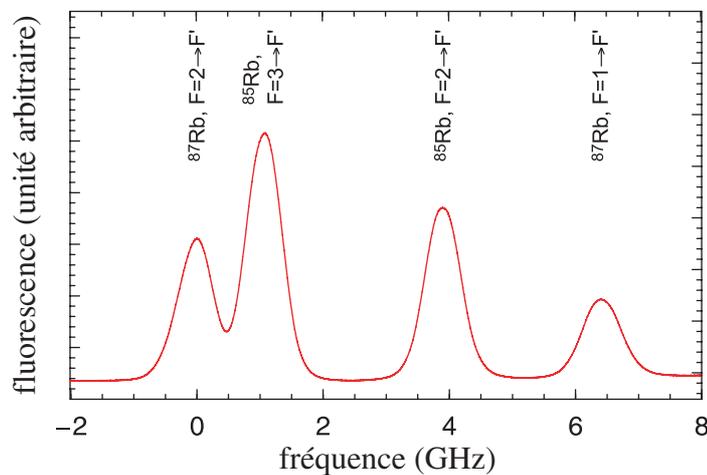


FIG. 4.13 – Fluorescence obtenue dans une cellule de vapeur de rubidium en fonction de la fréquence de la source impulsienne.

Pour prouver la large accordabilité de cette source, on applique une modulation lente de courant à la diode et on enregistre la fluorescence induite dans la cellule de rubidium. Comme le montre la figure 4.13, on observe quatre larges pics correspondant aux transitions à partir des deux niveaux hyperfins fondamentaux du ^{85}Rb et du ^{87}Rb . L'élargissement Doppler dans la cellule nous empêche de résoudre la structure hyperfine de l'état excité. En réglant finement la température ou le courant de la diode, on peut accorder la fréquence de notre source sur

une transition avec une précision meilleure que 30 MHz. Par ailleurs, la figure 4.13 démontre une certaine flexibilité de notre source laser qui permet de coupler non seulement le sous-niveau fondamental $F = 2$ à l'état excité, mais éventuellement aussi, l'autre sous-niveau fondamental $F = 1$

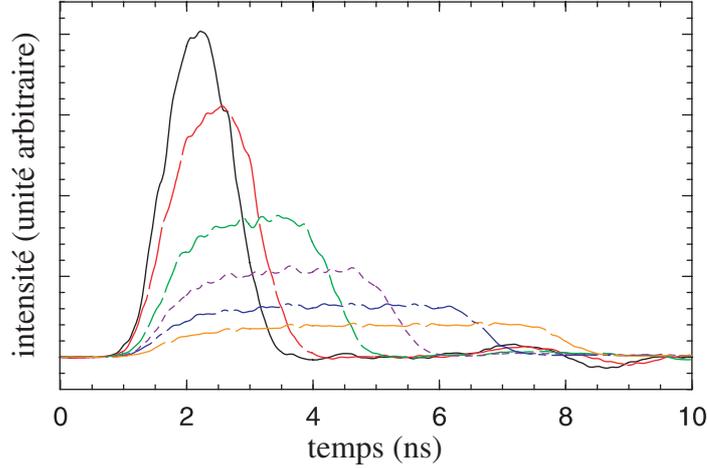


FIG. 4.14 – *Forme des impulsions lumineuses pour des largeurs temporelles à mi-hauteur de 1,3 ns, 1,6 ns, 2,6 ns, 3,6 ns, 5,0 ns, 6,1 ns. Le temps de montée observé est dû au système de détection plutôt qu'à l'impulsion elle-même.*

Nous avons également enregistré la forme de l'impulsion lumineuse avec une photodiode rapide pour des durées d'impulsions comprises entre 1,3 ns et 6,1 ns. (figure 4.14). Ce sont approximativement des impulsions carrées convoluées avec la réponse de la photodiode et de l'électronique de détection. Les mesures ont montré que cette réponse est proche d'une gaussienne de largeur 0,9 ns. Un peu de lumière (0,1 % à 0,5 % du maximum de l'impulsion) subsiste entre les impulsions, provenant du signal de modulation indispensable à l'asservissement du modulateur.

Comme nous l'avons expliqué précédemment, la largeur spectrale de nos impulsions est un paramètre crucial. Nous voulons, avec notre nouvelle source adresser le niveau excité ($5^2P_{3/2}$, $F = 3$). La largeur spectrale doit donc être plus faible que la différence de fréquence entre les deux états excités hyperfins $F = 2$ et $F = 3$. Sur la figure 4.15 est tracée la largeur spectrale à mi-hauteur de nos impulsions (mesurée avec une interféromètre de Fabry-Perot, soit juste après l'amplificateur à fibre ou après le cristal non-linéaire) en fonction de la largeur temporelle à mi-hauteur. Les données sont plus ou moins alignées sur une droite. Un ajustement linéaire donne un produit (largeur temporelle) \times (largeur spectrale) de 0,84, à comparer à 0,44 pour des impulsions gaussiennes et 0,89 pour des impulsions rectangulaires. Ainsi, pour les impulsions plus longues que 3 ns, la largeur spectrale est plus faible que la séparation entre les niveaux excités $F = 2$ et $F = 3$ ($\Delta\nu_{23} = 267$ MHz [84]). Ceci va donc nous permettre d'adresser chacun des niveaux excités individuellement.

Le générateur commandant le modulateur intégré est conçu pour délivrer des impulsions de commande carrées. Soulignons que l'on pourrait diminuer la largeur spectrale des impulsions lumineuses d'un facteur presque 2 en augmentant le temps de montée des impulsions de commande.

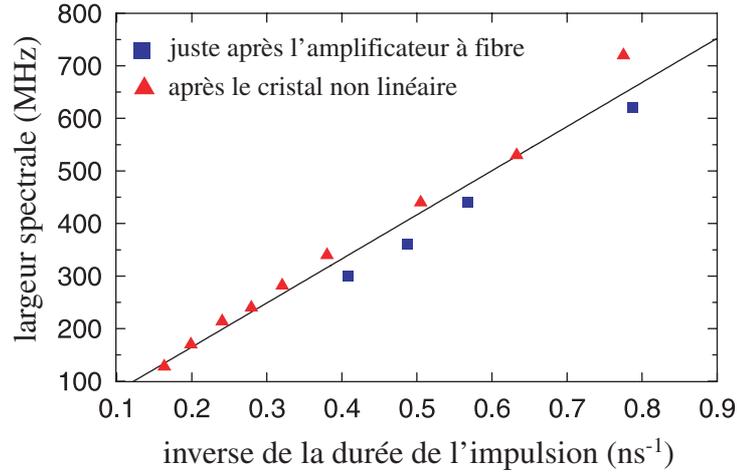


FIG. 4.15 – Largeur spectrale à mi-hauteur de nos impulsions en fonction de l'inverse de la largeur temporelle à mi-hauteur, mesurée juste après l'amplificateur à fibre (carrés) et après le cristal non linéaire (triangles). La droite, de pente $0,84 \text{ GHz} \times \text{ns}$, est un ajustement de l'ensemble des données.

4.3.2 Oscillations de Rabi en fonction de la puissance des impulsions laser

Nous disposons donc d'une source laser impulsionnelle à 780 nm, avec un taux de répétition de 5 MHz, la largeur à mi-hauteur des impulsions pouvant être choisie entre 1,3 ns et 6,1 ns. Nous allons maintenant l'utiliser pour exciter un atome unique. Nous l'avons déjà mentionné, la durée de l'impulsion doit être suffisamment courte pour que la probabilité que l'atome émette un photon par émission spontanée pendant l'impulsion soit faible. Toutefois, en vue d'émettre des photons indiscernables, nous ne voulons coupler l'atome unique qu'au sous-niveau hyperfin excité $F = 3$. L'impulsion doit alors être suffisamment longue pour que sa largeur spectrale soit plus faible que la différence entre les deux états excités $F = 2$ et $F = 3$. D'après l'étude faite au paragraphe précédent (figure 4.15), une durée d'impulsion de 4 ns semble un bon compromis. Dans toute la suite, lorsque nous illuminerons nos atomes avec notre nouvelle source laser, la durée des impulsions sera de 4 ns.

Pour maximiser le flux de photons uniques éventuellement émis par nos atomes, nous devons les transférer de l'état fondamental vers l'état excité à chaque impulsion. Nous avons choisi de le faire à l'aide d'une impulsion π . Nous devons donc au préalable prouver que nous sommes capables de faire des oscillations de Rabi entre l'état fondamental et l'état excité avec notre nouvelle source laser. Les impulsions lumineuses sont transportées sur la table optique de l'enceinte à vide via une fibre optique. Elles traversent ensuite un modulateur acousto-optique qui nous servira d'interrupteur. Une lame demi-onde et un cube permettent ensuite de régler la puissance des impulsions. Le faisceau impulsionnel traverse l'enceinte à vide selon la verticale (sa direction de propagation fait un petit angle, inférieur à 5° , avec la verticale; elle est symétrique à celle de la sonde par rapport au faisceau vertical du piège magnéto-optique qui lui est rigoureusement vertical). De la même façon que le faisceau sonde, le faisceau impulsionnel traverse une lame $\lambda/2$ (la même que la sonde) avant de rentrer dans l'enceinte, puis une lame $\lambda/4$ (celle du faisceau du PMO). En choisissant l'angle de la $\lambda/2$, on change la polarisation du faisceau impulsionnel que l'on peut choisir σ^+ (par rapport à l'axe de quantification), σ^- ou une combinaison des deux.

La mesure

Lorsqu'un atome à deux niveaux est irradié par des impulsions lumineuses carrées, à résonance, de durée fixée T (4 ns dans notre cas), la probabilité, s'il est initialement dans l'état fondamental de passer dans l'état excité est :

$$P_e = \sin^2\left(\Omega \frac{T}{2}\right)$$

où Ω est la fréquence de Rabi, proportionnelle à la racine carrée de l'intensité lumineuse [120]. Cette formule n'est en toute rigueur valable que si l'on néglige la relaxation. Toutefois, nous verrons que même en présence de relaxation, la population dans l'état excité oscille quand l'intensité augmente.

Pour observer ces oscillations de Rabi, on reproduit la même expérience que lors de l'étude du contraste en polarisation au paragraphe 4.2.2. La séquence temporelle correspondante se trouve sur la figure 4.6 en remplaçant l'impulsion sonde de 1 ms par un train d'impulsion de durée totale 1 ms, émis par la source laser impulsionnelle. Durant cette milliseconde, des impulsions de 4 ns sont donc envoyées sur l'atome avec un taux de répétition de 5 MHz. On fait attention à ce que le faisceau impulsionnel soit polarisé σ^- , en présence d'un champ magnétique constant $B_z = +4,2$ G. D'après le paragraphe 4.2.2, ceci nous garantit que l'axe de quantification est bien défini par la direction verticale. La fluorescence est enregistrée par la photodiode à avalanche et moyennée sur 250 séquences temporelles. L'allure des courbes temporelles obtenues est toujours la même que pour les expériences précédentes : un pic de fluorescence apparaît pendant la milliseconde durant laquelle l'atome est excité par les impulsions. Comme pour les mesures de saturation (paragraphe 4.2.3), c'est la hauteur du pic qui nous intéresse. On répète l'expérience pour des valeurs croissantes de la puissance des impulsions en détectant alternativement la polarisation \perp et \parallel . Sur la figure 4.16 (a) on a reporté pour chaque valeur de la puissance (ou plutôt de la racine carrée de la puissance) du faisceau impulsionnel, la somme des hauteurs des pics de fluorescence en polarisation \perp et \parallel . Le piège dipolaire avait alors pour puissance 2 mW.

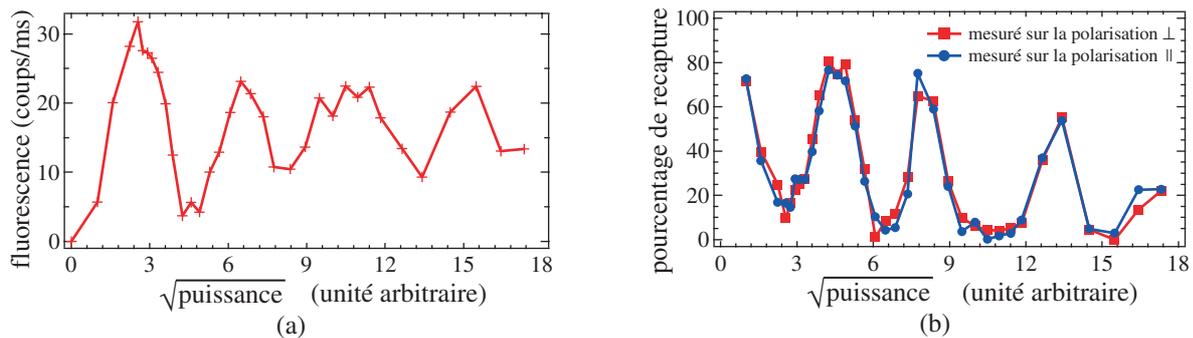


FIG. 4.16 – (a) Hauteur du pic de fluorescence induit par la source impulsionnelle à résonance en fonction de la racine carrée de la puissance des impulsions. On observe des oscillations de Rabi. (b) Pourcentage de recapture mesuré en parallèle lorsque l'on détecte la polarisation \perp (carrés) ou \parallel (ronds). On observe une anti-corrélation entre (a) et (b).

Sur la courbe de la figure 4.16 (a), des oscillations sont clairement visibles. Comment les oscillations attendues sur la population de l'état excité se retrouvent-elles dans la fluorescence ? Si l'on ajuste la puissance de la source pour réaliser des impulsions π , alors la probabilité pour que l'atome soit dans l'état excité après chacune des impulsions devrait être proche de 1. Une fois

l'impulsion coupée, la probabilité qu'il émette un photon par émission spontanée est elle aussi proche de 1. Le taux de photons collectés sera alors élevé. En revanche, en ajustant la puissance de la source de manière à réaliser des impulsions 2π , l'atome reste dans l'état fondamental et il a peu de chance d'émettre un photon par émission spontanée avant la prochaine impulsion. Le taux de photons collectés sera alors faible. L'abscisse du premier maximum de la courbe de la figure 4.16 (a) est donc la puissance nécessaire pour réaliser des impulsions π , l'abscisse du premier minimum est la puissance permettant de produire des impulsions 2π et ainsi de suite. On remarque par ailleurs sur la figure 4.16 (b), qui représente le pourcentage de recapture en fonction de la racine carrée de la puissance, que ce dernier est anti-corrélé aux oscillations de Rabi. Plus l'atome émet de photons (autour de l'impulsion π), plus il est chauffé hors du piège, et plus la probabilité de le recapter en fin de séquence baisse. Inversement, moins l'atome émet de photons (autour de l'impulsion 2π), plus le taux de recapture est élevé. Le pourcentage de recapture ne dépend bien évidemment pas de la polarisation que l'on détecte.

Les courbes de la figure 4.16 ont été obtenues pour des impulsions lumineuses proches de résonance. Pour s'en assurer, on s'intéresse à l'amplitude et la position du premier maximum des oscillations en fonction de la fréquence des impulsions. Si les impulsions ne sont pas résonantes, alors l'évolution de la population dans l'état excité P_e n'obéit plus à un simple sinus carré, mais à la formule :

$$P_e = \frac{\Omega}{\sqrt{\Omega^2 + \delta_L^2}} \sin^2 \left(\sqrt{\Omega^2 + \delta_L^2} \frac{T}{2} \right) \quad (4.3)$$

où δ_L est le désaccord de la source impulsionsnel par rapport à la transition atomique. Si on s'éloigne de la résonance, le premier maximum diminue en amplitude et se rapproche de $\Omega = 0$, c'est à dire de l'intensité lumineuse nulle. On se sert de la fluorescence issue de la cellule de rubidium de la chaîne laser de la figure 4.13. En ajustant finement le courant ou la température de la diode laser continue, on règle la fréquence centrale de la source autour du maximum du pic de fluorescence correspondant à la transition du ^{87}Rb de $F = 2$ vers les niveaux excités, et on cherche l'amplitude et la puissance à laquelle se trouve le premier maximum des oscillations de Rabi. On déplace ensuite la fréquence centrale (par pas d'environ 10 MHz) et on réitère le processus jusqu'à trouver la fréquence pour laquelle le premier maximum est le plus haut, à la plus haute puissance. Nous remarquons alors que pour générer des impulsions à résonance, la fréquence de la source doit être réglée environ 140 MHz vers le bleu par rapport à la transition atomique. En effet, d'une part, le modulateur acousto-optique déplace la fréquence du faisceau impulsionsnel de 100 MHz vers le rouge, d'autre part, l'atome unique dans un piège dipolaire de puissance 2 mW voit sa transition déplacée vers le bleu d'environ 40 MHz (voir paragraphe 3.1.2 du chapitre 3). En outre, nous avons aussi observé des oscillations de Rabi avec une source hors résonance désaccordée d'environ 100 MHz vers le rouge de la transition atomique pour une puissance de piégeage de 1,5 mW. Les points expérimentaux apparaissent sur la figure 4.17. Comme le prévoit la formule 4.3, le premier maximum apparaît à une intensité légèrement plus faible et avec un amplitude plus faible que dans le cas d'impulsions à résonance. La hauteur des maxima augmente avec l'intensité.

Soulignons encore une fois que les figures 4.16 et 4.17 sont une signature expérimentale d'*oscillations de Rabi observées sur des atomes uniques*.

Efficacité des impulsions π

Souvenons-nous que notre objectif est de réaliser une source de photons uniques en illuminant un atome unique par des impulsions π . Nous allons tenter d'estimer l'efficacité de ces impulsions

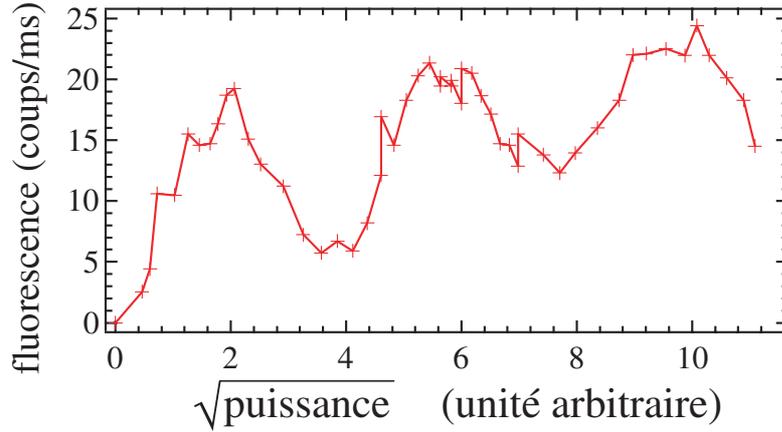


FIG. 4.17 – Oscillations de Rabi induites par la source impulsionnelle environ 100 MHz hors résonance.

π d'après l'amplitude du premier maximum de la courbe de la figure 4.16 (a).

À la suite d'une étude statistique, nous estimons que la barre d'erreur en ordonnée sur les points expérimentaux des courbes d'oscillations de Rabi est au maximum de 3 coups/ms. On peut alors affirmer raisonnablement que la hauteur du premier pic de l'oscillation de Rabi à résonance correspondant à des impulsions π est $h_\pi = 30(\pm 2)$ coups/ms ($h_\pi^{max} = 32$ coups/ms et $h_\pi^{min} = 28$ coups/ms). Une efficacité de 100 % des impulsions π correspondrait à l'émission d'un photon après chaque impulsion, c'est-à-dire un photons toutes les 200 ns ($f_{max} = 5 \times 10^6$ photons émis par seconde). Or depuis la paragraphe 4.2.3, nous savons que l'efficacité globale de collection et de détection de notre dispositif d'imagerie vérifie :

$$\eta_{coll}^{min} = 5,2 \text{ ‰} < \eta_{coll} < \eta_{coll}^{max} = 6,4 \text{ ‰}$$

dans le cas de photons polarisés σ^- . L'efficacité des impulsions π , η_π , est donnée par la comparaison de h_π/η_{coll} à f_{max} . Des données expérimentales, on déduit :

$$\frac{h_\pi^{min}}{f_{max} \cdot \eta_{coll}^{max}} = 88 \text{ ‰} < \eta_\pi < \frac{h_\pi^{max}}{f_{max} \cdot \eta_{coll}^{min}} = 123 \text{ ‰}$$

La valeur 123 % est évidemment impossible pour η_π . Ceci vient soit d'une sous estimation de η_{coll}^{min} soit d'une surestimation de h_π^{max} . Un moyen de corriger en partie ce défaut est de s'assurer que quelque soit la valeur de η_{coll} , la valeur minimale de η_π , déduite à partir de h_π^{min} reste inférieure à 100 %. On se rend alors compte que pour vérifier cela, on est amené à réduire l'intervalle sur η_{coll} par rapport à l'estimation du paragraphe 4.2.3 à :

$$\eta_{coll}^{min} = 5,6 \text{ ‰} < \eta_{coll} < \eta_{coll}^{max} = 6,4 \text{ ‰}$$

L'intervalle sur η_π devient alors $88 \text{ ‰} < \eta_\pi < 114 \text{ ‰}$ que l'on transforme pour des raisons évidentes en :

$$88 \text{ ‰} < \eta_\pi < 100 \text{ ‰}$$

L'étude de l'efficacité des impulsions π nous a donc aussi amené à réduire l'incertitude que l'on a sur l'efficacité de collection. Pour résumer, on déduit de tout ce qui précède l'efficacité globale de collection et de détection :

$$\eta_{coll} = 6,0(\pm 0,4) \text{ ‰}$$

ainsi que qu'une très bonne efficacité de nos impulsions π :

$$\eta_\pi = 94(\pm 6) \%$$

Temps passé sur la transition fermée

Nous avons jusqu'à présent omis volontairement de soulever une différence cruciale entre la séquence utilisée pour les oscillations de Rabi et celle de la figure 4.6. Les données expérimentales des figures 4.16 et 4.17 ont été prises en laissant le repompeur branché pendant la milliseconde durant laquelle l'atome unique est illuminé par le faisceau impulsionnel. En effet, malgré la champ magnétique de +4,2 G que l'on impose, l'axe de quantification n'est peut-être pas rigoureusement aligné avec la direction verticale. Par ailleurs, comme mentionné au début du paragraphe 4.2, la polarisation de la sonde n'est sans doute pas purement σ^- , mais peut contenir quelques photons polarisés σ^+ ou π . En conséquence, du fait de la largeur spectrale légèrement inférieure à 250 MHz de nos impulsions de 4 ns (voir figure 4.15), des excitations hors résonance vers le sous-niveau excité ($5^2P_{3/2}, F = 2$) se produisent. L'atome unique a alors une probabilité non nulle d'être pompé vers le sous-niveau fondamental ($5^2S_{1/2}, F = 1$) où il reste piégé. Lorsque nous utilisons la sonde pour exciter les atomes, ceci se produisait beaucoup moins car la sonde, continue et injectée par la diode maître était spectralement beaucoup plus fine. Une comparaison du pic de fluorescence induit par le faisceau impulsionnel en présence ou en l'absence du repompeur est faite sur la figure 4.18. En l'absence de repompeur, le pic décroît beaucoup plus vite alors que la probabilité de recapture en fin de séquence est proche de 100 % (et ceci quelle que soit la valeur de la puissance des impulsions). En revanche, en présence du repompeur, l'atome fluoresce plus longtemps et le taux de recapture évolue en opposition de phase avec les oscillations de Rabi (voir figure 4.16).

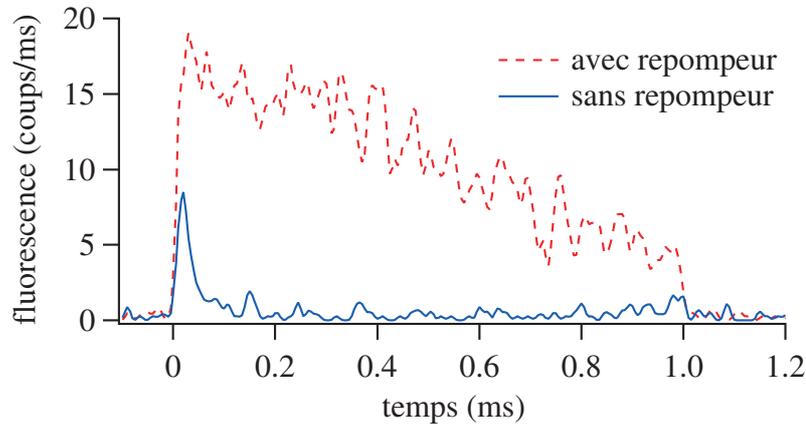


FIG. 4.18 – Comparaison entre le pic de fluorescence induit par la source impulsionnelle en présence du repompeur (trait pointillé) et en l'absence du repompeur (trait plein).

Les atomes pouvant être dépompeés vers ($5^2S_{1/2}, F = 1$), il nous faut estimer, dans ces conditions, le pourcentage du temps qu'ils passent sur la transition fermée lorsqu'ils sont excités par le faisceau impulsionnel, en présence du repompeur. Nous ferons cette étude pour un atome éclairé par des impulsions π . Souvenons-nous qu'un de nos objectifs est de faire de notre atome une source de photons uniques en l'éclairant par de telles impulsions. Une analyse statistique des courbes telles que celle de la figure 4.18 en l'absence de repompeur, nous indique que le temps

de décroissance moyen pour ces courbes est d'environ $24 \mu\text{s}$. Le taux de recapture étant ensuite proche de 100 %, nous estimons que c'est le temps mis pour pomper optiquement l'atome en ($5^2S_{1/2}, F = 1$). Autrement dit, l'atome unique est piégé par émission spontanée en $F = 1$ après 120 excitations impulsionnelles.

Il s'agit maintenant d'estimer en combien de temps le repompeur transfère à nouveau l'atome en ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = -2$). Ce raisonnement peut se faire en deux étapes. La première étape consiste à calculer le temps qu'il faut à l'atome pour passer du sous-niveau fondamental $F = 1$ vers le sous-niveau fondamental $F = 2$. La seconde consiste à estimer, une fois l'atome en $F = 2$, le temps nécessaire pour qu'il soit à nouveau piégé en ($F = 2, m_F = -2$). Les calculs s'appuyant sur un modèle simple d'équations de taux sont faits dans l'annexe C. D'après le paragraphe C.1 de cette annexe, 1 à 2 impulsions π sont perdues avant que l'atome ne soit repompé vers le sous-niveau fondamental $F = 2$. Puis, d'après le paragraphe C.2, moins de 10 impulsions π le transfèrent optiquement à nouveau sur la transition fermée.

En résumé, sachant qu'un atome piégé sur la transition fermée est dépompe vers le niveau fondamental au bout de 120 impulsions π , il passe $12/120 \sim 10\%$ du temps hors de la transition cyclante. Autrement dit, 90 % des impulsions π se font sur la transition fermée. Si l'on ne fait aucune hypothèse sur les sous-niveaux Zeeman les plus probablement peuplés lors du repompage de $F = 1$ vers $F = 2$ (hypothèse la plus pessimiste faite dans l'annexe C), on trouve que l'atome passe plus de 80 % de son temps sur la transition fermée.

Afin de confirmer l'étude précédente, nous allons aussi faire quelques remarques sur la polarisation de la lumière émise. Comme on l'a décrit précédemment, on détecte la fluorescence induite par la source impulsionnelle alternativement en polarisation \perp ou \parallel . Comme nous l'avons fait lors de la mise en place du champ B_z constant (paragraphe 4.2.2), nous pouvons calculer le contraste en polarisation pour chacun des points expérimentaux de la courbe d'oscillations de Rabi, à partir de l'aire des pics de fluorescence induits par les impulsions. Le contraste obtenu pour les puissances proches de l'impulsion π s'élève à $C = 72(\pm 3)\%$. Or nous savons depuis le paragraphe 4.2.1 que du fait de notre importante ouverture numérique, le contraste, pour une lumière purement émise sur une transition σ^- , vaut $C_\sigma = 77\%$. Par un raisonnement similaire à celui fait dans la partie 4.2.1, on peut se convaincre que le contraste, pour une lumière purement émise sur une transition π , vaut $C_\pi = -1$. Dans une vision classique, la lumière est émise par notre atome alcalin avec une polarisation π lorsque l'électron de la dernière couche de valence se déplace avec un mouvement oscillant rectiligne le long de l'axe de quantification, à savoir l'axe vertical. En reprenant les notations de la figure 4.5, contrairement à la polarisation σ^- , le champ rayonné a alors une composante uniquement selon \vec{e}_θ . Tous les photons seront alors détectés comme étant de polarisation \parallel , autrement dit $C_\pi = -1$.

Sachant que lorsque l'on éclaire notre atome avec des impulsions π , $C = 72(\pm 3)\%$, on cherche à remonter dans ces conditions à la quantité de photons émis sur une transition π . Soit $A_{\sigma\perp}$ (respectivement $A_{\sigma\parallel}$), la partie de l'aire du pic de fluorescence détectée en polarisation \perp (respectivement \parallel) due à des photons émis sur une transition σ . Soit A_π la partie de l'aire du pic de fluorescence détectée en polarisation \parallel uniquement due à des photons émis sur une transition π . Si l'on applique la définition de C donnée au paragraphe 4.2.1 :

$$C = \frac{A_{\sigma\perp} - A_{\sigma\parallel} - A_\pi}{A_{\sigma\perp} + A_{\sigma\parallel} + A_\pi} = n_\sigma C_\sigma - n_\pi$$

où $n_\pi = \frac{A_\pi}{(A_{\sigma\perp} + A_{\sigma\parallel} + A_\pi)}$ est la quantité de photons polarisés π

et $n_\sigma = 1 - n_\pi = \frac{A_{\sigma\perp} + A_{\sigma\parallel}}{(A_{\sigma\perp} + A_{\sigma\parallel} + A_\pi)}$ est la quantité de photons polarisés σ

On déduit aisément des formules précédentes la valeur de n_π et on trouve que $2,8(\pm 1,7)\%$ des photons collectés sont émis avec une polarisation π . Nous attribuons cela aux phénomènes de dépompement vers $(5^2S_{1/2}, F = 1)$ et repompement vers le niveau $(5^2P_{3/2}, F = 2, m_F = -2)$. Parmi les photons émis lors du repompement de $F = 1$ vers $F = 2$, puis lors du retour vers la transition cyclante, quelques photons sont émis avec une polarisation π . Bien qu'il soit difficile de remonter à partir de ce chiffre au temps exactement passé par l'atome unique sur la transition fermée, le faible pourcentage de photons polarisés π trouvé, confirme qu'il y passe la plus grande fraction du temps.

Simulation : modèle à deux niveaux

Jusqu'à présent, tout semble indiquer que notre atome se comporte à peu près comme un atome à deux niveaux, ces derniers étant le niveau fondamental $(5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = -2)$ et le niveau excité, $(5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = -3)$. Nous allons tenter de valider cette hypothèse en simulant notre expérience d'oscillations de Rabi. Nous allons utiliser pour cela le formalisme de la matrice densité ρ . Dans le cas où on s'intéresse à un système à deux niveaux, $|f\rangle$ (fondamental) et $|a\rangle$ (excité), la matrice densité ρ est une matrice 2×2 :

$$\rho = \begin{bmatrix} \rho_{aa} & \rho_{af} \\ \rho_{af}^* & \rho_{ff} \end{bmatrix}$$

avec $\rho_{ff} + \rho_{aa} = 1$. ρ_{ff} et ρ_{aa} sont les *populations* des deux niveaux, les probabilités pour que l'atome soit dans l'état fondamental ou excité. ρ_{fa} est la *cohérence*, qui est directement reliée au dipôle rayonné par l'atome :

$$\langle \widehat{D} \rangle = \text{Tr}(\rho \widehat{D}) = \text{Re}(2 \vec{d} \rho_{af})$$

où \widehat{D} est l'opérateur dipolaire électrique, et \vec{d} l'élément de matrice dipolaire.

Supposons un atome plongé dans un champ électrique de fréquence ω_L . La cohérence, comme le dipôle, va évoluer avec une fréquence caractéristique proche de ω_L . Posons alors :

$$\rho_{af} = \sigma_{af} e^{-i\omega_L t}$$

Une fois l'*approximation séculaire*, consistant à négliger les termes non résonnants, faite, on obtient les équations d'évolution de Bloch optiques [80] :

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{aa} &= -\Gamma \rho_{aa} - \Omega \text{Im}(\sigma_{af}) \\ \dot{\sigma}_{af} &= -\frac{\Gamma}{2} \sigma_{af} + i\delta_L \sigma_{af} + i\frac{\Omega}{2}(\rho_{aa} - \rho_{bb}) \end{cases} \quad (4.4)$$

où $\delta_L = \omega_L - \omega_0$ est le désaccord du laser par rapport à la transition atomique ω_0 . $\Omega = -d\mathcal{E}/\hbar = -\Gamma\sqrt{I/2I_{sat}}$ est la fréquence de Rabi dont nous avons déjà parlé et \mathcal{E} est l'amplitude du champ électrique. Γ est la largeur naturelle du niveau excité. La résolution de ces équations en l'absence de relaxation ($\Gamma = 0$) aboutit aux oscillations de Rabi dont nous avons donné la formule en 4.3.

Nous allons résoudre les équations avec relaxation numériquement. Ce que nous mesurons lors de nos expériences d'oscillations de Rabi est la fluorescence induite par la source impulsionnelle.

Or, pour un atome à deux niveaux, le flux de photons émis est $\Gamma\rho_{aa}$. Le flux de photons détecté sera donc lui aussi proportionnel à la population dans l'état excité, ρ_{aa} . Nous allons d'abord étudier l'effet d'une impulsion de 4 ns sur la fluorescence d'un atome unique. Nous allons donc résoudre numériquement le système d'équations différentielles 4.4 en imposant que Ω ne soit non nul que pendant les 4 premières nanosecondes. Autrement dit Ω évolue dans le temps et :

$$\Omega(t) = -\Gamma\sqrt{\frac{I}{2I_{sat}}}f(t)$$

où $f(t)$ est nulle partout sauf entre 0 ns et 4 ns où elle vaut 1. Pour simuler les données à résonance, nous choisissons $\delta_L = 0$. Enfin, nous prendrons $\omega_0 = 2\pi \times 384,2$ THz, correspondant à la transition atomique $(5^2S_{1/2}, F = 2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F = 3)$ du ^{87}Rb [84]. La population dans l'état excité calculée pour diverses valeurs de l'intensité I est reproduite sur la figure 4.19.

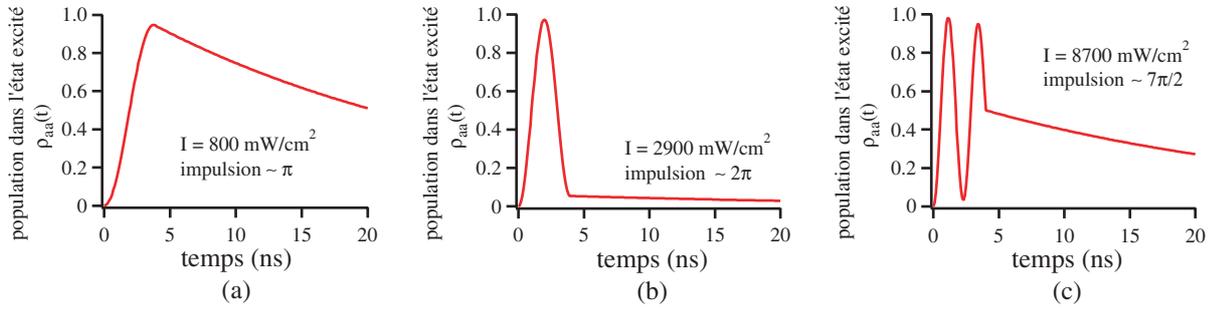


FIG. 4.19 – Population dans l'état excité $\rho_{aa}(t)$ induite calculée à partir du modèle de l'atome à deux niveaux pour trois valeurs de l'impulsion excitatrice de 4 ns, correspondant à peu près une impulsion π (a), 2π (b) et $7\pi/2$ (c). La taux de fluorescence collectée est proportionnelle à $\rho_{aa}(t)$.

On remarque que pendant les 4 ns durant lesquelles l'impulsion illumine les atomes, ceux-ci effectuent un certain nombre d'oscillations de Rabi dépendant de l'intensité de l'impulsion. Une fois l'impulsion éteinte, on observe une décroissance exponentielle dont l'inverse du temps caractéristique est Γ , correspondant à l'émission spontanée. La résolution minimum de notre carte de comptage étant actuellement de $5 \mu\text{s}$, nous ne sommes pas capable de résoudre ces structures. Nous mesurons en fait la fluorescence intégrée sur au minimum 25 impulsions. La fluorescence mesurée sur les figures 4.16 et 4.17 est en fait proportionnelle à l'intégrale des courbes de la figures 4.19. Pour simuler réellement notre mesure nous calculons donc le nombre de photons émis par impulsions par l'intégrale :

$$\int_0^\infty \Gamma \rho_{aa}(t) dt \quad (4.5)$$

Sur la figure 4.20 (a) est tracée la valeur de cette intégrale en fonction de la racine carrée de l'intensité.

Une différence flagrante existe entre les données expérimentales (figure 4.16 (a)) et la simulation (figure 4.20 (a)). Les données expérimentales, contrairement à la simulation, sont amorties. Cette réduction du contraste expérimentale est essentiellement due à des fluctuations dans la puissance des impulsions. Nous avons mesuré des fluctuations relatives d'intensité de $\pm 10\%$ et nous avons essayé de les introduire dans notre simulation. Pour cela, nous convoluons la courbe de la figure 4.20 (a) avec une gaussienne en intensité dont l'écart type augmente avec l'intensité, mais reste toujours égal à 10% de l'intensité. On obtient la courbe en trait plein de la figure

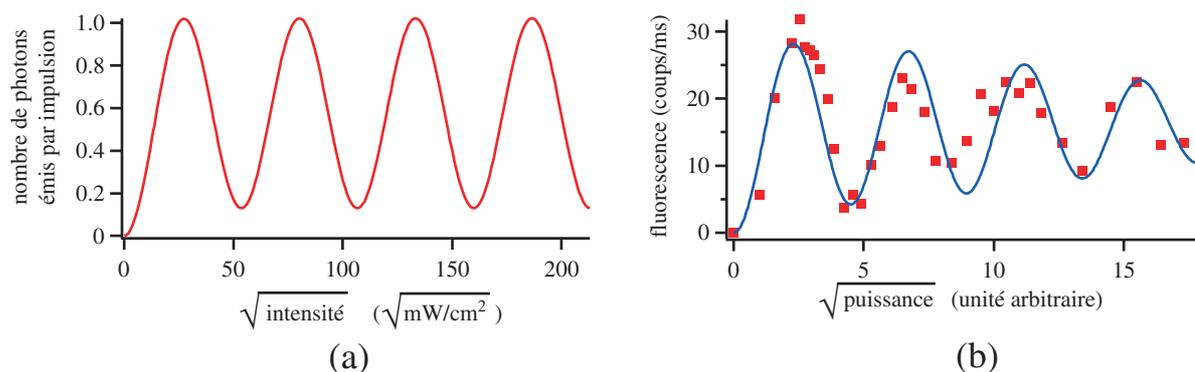


FIG. 4.20 – (a) Nombre de photons émis par impulsion calculé à partir du modèle de l'atome à 2 niveaux, en fonction de la puissance. (b) La courbe en trait plein est un ajustement des données expérimentales de la figure 4.16 (a) (carrés) basé sur le modèle simple de l'atome à deux niveaux, en présence de fluctuations relatives de 10 % de l'intensité des impulsions.

4.20 (b) que l'on a ajusté aux oscillations de Rabi expérimentales représentées par les carrés.

La première remarque que l'on peut faire est que le modèle simple de l'atome à deux niveaux reproduit correctement les tendances de nos données expérimentales. Néanmoins, le désaccord entre la courbe simulée et les données n'est pas le fait du bruit expérimental, la barre d'erreur sur nos données étant de l'ordre de 3 coups/ms. L'écart entre la courbe simulée et expérimentale, supérieur à cette valeur en certains points, est sans doute dû au fait que l'atome s'échappe de temps en temps de la transition fermée, et qu'il explore la structure complexe des niveaux atomiques du ^{87}Rb .

Par ailleurs, nous constatons sur la courbe de la figure 4.20 (a) que le nombre maximum de photons émis par impulsion est légèrement supérieur à 1 soit un taux d'émission de 1 photon toutes les 200 ns. Pour ajuster les données à la courbe expérimentale, on est obligé de ramener ce maximum à 28 coups/ms. Ainsi, si l'on suppose que les oscillations de Rabi ont une efficacité de 100 %, ceci nous donne une efficacité de collection de de 5,6 %. Ces valeurs sont bien compatibles avec celles trouvées précédemment.

Notons que notre façon de mettre en évidence les oscillations de Rabi n'est pas forcément très commune. Fréquemment les signaux expérimentaux d'oscillations de Rabi sont obtenus par des mesures de quantité d'atomes ou de probabilité de présence d'atomes dans un état donné, après une impulsion lumineuse, alors que notre signal expérimental est la quantité de fluorescence induite. Un équivalent pour nous d'un signal plus classique d'oscillations de Rabi serait de mesurer le taux de fluorescence de notre atome juste à la fin de l'impulsion lumineuse (autrement dit la valeur du taux de fluorescence à rigoureusement $t = 4$ ns sur les courbes de la figure 4.19). En effet, ce signal est directement proportionnel à la probabilité que l'atome soit dans l'état excité à la fin d'une impulsion, mais cette mesure nécessiterait une résolution temporelle inférieure à la nanoseconde. Le signal que nous mesurons est proportionnel à l'aire des courbes de la figure 4.19, mais pas directement proportionnel à la probabilité que l'atome soit dans l'état excité après une impulsion. La partie de la courbe correspondant à la décroissance radiative de l'émission spontanée est une exponentielle décroissante de durée de vie Γ . Son aire est donc bien proportionnelle à la probabilité pour l'atome d'être dans l'état excité après l'impulsion qui correspond à sa hauteur. En revanche, la première partie de la courbe, la partie oscillante ne

l'est pas. Notre façon de visualiser les oscillations de Rabi peut donc paraître surprenante ou indirecte.

4.3.3 Oscillations de Rabi dans le domaine temporel

Au vu des courbes de la figure 4.19, nous voudrions essayer d'observer l'allure de la fluorescence induite par une impulsion pendant la durée de celle-ci. Nous serions alors en mesure d'observer des oscillations de Rabi en temps peut-être plus parlantes que les précédentes, le signal obtenu étant directement proportionnel à la probabilité pour l'atome d'être dans l'état excité. Il nous faut cependant modifier radicalement notre système d'acquisition pour atteindre des résolutions temporelles largement inférieures à 1 ns.

Carte de comptage de haute résolution

Nous avons donc installé une carte de comptage de haute résolution. Il s'agit de la carte PCI TimeHarp 200 de la société PicoQuant. Elle permet de mesurer de façon très précise le délai entre deux impulsions électroniques, l'une que nous nommerons START et l'autre que nous nommerons STOP. Il est alors possible de construire l'histogramme des temps d'arrivée de photons à la suite d'une excitation impulsionnelle. Il suffit pour cela que le START (ou le STOP) corresponde au signal de synchronisation des impulsions excitatrices et que le STOP (ou le START) corresponde au signal électronique de photodétection (issu de la photodiode à avalanche). Il est de même possible de construire un histogramme des délais d'arrivée entre deux photons si l'on branche deux photodétecteurs sur les entrées START et STOP. Ceci sera mis à profit dans le prochain chapitre.

Le fonctionnement de la carte repose sur le schéma de la figure 4.21. L'étage TDC (Time to Digital Converter) fournit une valeur digitale à l'analyseur multi-canal, proportionnelle à la durée entre START et STOP. L'analyseur multi-canal incrémente ensuite la cellule de mémoire (ou le canal) correspondant au délai mesuré. L'information est ensuite transmise à un ordinateur via un bus PCI. Un logiciel fourni avec la carte permet à la fois de régler les paramètres de la carte et d'afficher en temps réel l'histogramme en construction. En ce qui concerne les spécifications techniques, la résolution temporelle τ_{res} peut être ajustée entre 30 ps et 4 ns. Le nombre de canaux de l'analyseur est de 4096. Lorsqu'un START déclenche le TDC, celui-ci attend un STOP. Lorsqu'aucun STOP n'est apparu au bout de $4096 \times \tau_{res}$, le TDC est remis à zéro, et attend à nouveau un START. En revanche, si un STOP apparaît au bout de $i \times \tau_{res}$, $i < 4096$, le TDC incrémente le $i^{ième}$ canal de l'histogramme avant de se remettre à zéro et d'attendre un nouveau START (après un temps mort inférieur à 350 ps). Notons enfin que la cadence maximale est de 4 MHz pour l'entrée START, de 125 MHz pour l'entrée STOP et que le temps d'acquisition peut être choisi entre 1 ms et 10 heures.

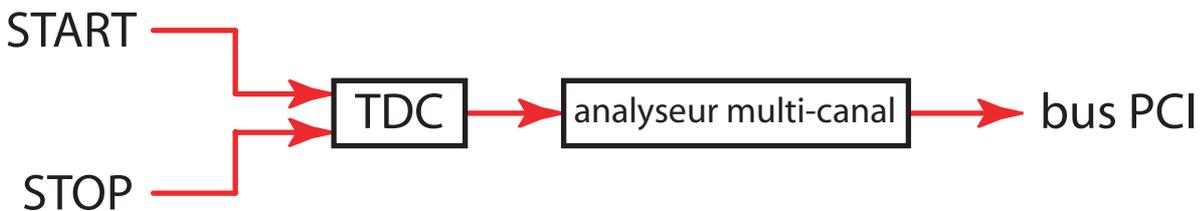


FIG. 4.21 – Schéma de fonctionnement de la carte de comptage de haute résolution.

Nous avons donc la résolution nécessaire pour observer le comportement de l'atome pendant

la durée de l'impulsion et pendant la décroissance radiative par émission spontanée. Pour reconstruire le spectre temps des photons émis par l'atome, nous allons connecter la photodiode à avalanche à l'entrée START et le signal de synchronisation des impulsions lumineuses à l'entrée STOP. Cette astuce permet de limiter la quantité de temps morts et de ne pas dépasser la cadence maximale du TDC. En effet, rappelons que le signal de synchronisation des impulsions lumineuses est constitué par une horloge à 5 MHz (voir paragraphe 4.3.1). Le flux de photons détectés à la suite d'impulsions π est quant à lui d'environ 30 coups/ms (voir figure 4.16). Ainsi le TDC se déclenchera rarement, mais sera systématiquement stoppé par l'impulsion suivante. En conséquence, les délais que l'on mesurera ne seront pas ceux entre l'impulsion et l'arrivée du photon, mais ceux entre le photon et la prochaine impulsion. Ceci ne constitue pas un problème puisque les impulsions laser arrivent périodiquement et que, connaissant la période, on peut aisément passer des délais mesurés à ceux que l'on voulait mesurer.

La mesure

Pour visualiser les spectres temps, nous choisissons une séquence temporelle similaire à celle utilisée pour observer les oscillations de Rabi en fonction de la puissance de la source impulsionnelle (voir paragraphe 4.3.2). La seule différence réside dans le fait que la source impulsionnelle n'illumine pas l'atome de façon continue, pendant une milliseconde. La séquence alterne des périodes d'excitation impulsionnelle avec des périodes de refroidissement par les faisceaux de la mélasse, afin de maximiser le temps passé dans le piège par un atome unique. Les détails de cette séquence temporelle seront exposés dans le prochain chapitre dans lequel l'intérêt d'un tel aménagement apparaîtra plus clairement. La carte de comptage est synchronisée à l'aide de l'ordinateur gérant l'ensemble de l'expérience (voir paragraphe 1.3.4 du chapitre 1) de telle manière qu'elle n'enregistre les délais que pendant les périodes d'excitation impulsionnelle.

Nous avons enregistré des spectres temps pour des valeurs croissantes de la puissance de la source impulsionnelle. L'ensemble des résultats obtenus est résumé sur la figure 4.22. Pour ces courbes, la résolution temporelle est de 146 ps. La puissance de piégeage est de 2 mW. Chaque courbe correspond à l'histogramme des temps d'arrivée des photons après une impulsion, accumulés sur 1000 séquences temporelles (excepté pour les trois dernières courbes, correspondant respectivement à l'accumulation de 4016, 3042 et 1948 séquences temporelles). Notons que seuls les photons de polarisation \perp sont détectés.

En ajustant la puissance de la source, on observe un nombre variable d'oscillations de Rabi durant l'impulsion excitatrice, suivies d'une décroissance exponentielle due à l'émission spontanée, une fois l'impulsion terminée. Ceci est en accord qualitatif avec les simulations de la figure 4.19.

Là encore, la figure 4.22 met en évidence, dans le domaine temporel, des *oscillations de Rabi observées sur des atomes uniques*.

Le traitement des données

Les courbes de la figure 4.22 ne sont pas les données brutes. Pour pouvoir les comparer, un certain nombre de traitements ont été effectués :

- correction des courbes de la lumière parasite induite par les impulsions ;
- normalisation des courbes par rapport au nombre d'impulsions excitatrices reçues pendant l'expérience ;
- normalisation des courbes par rapport à la probabilité de présence de l'atome unique au cours de l'expérience.

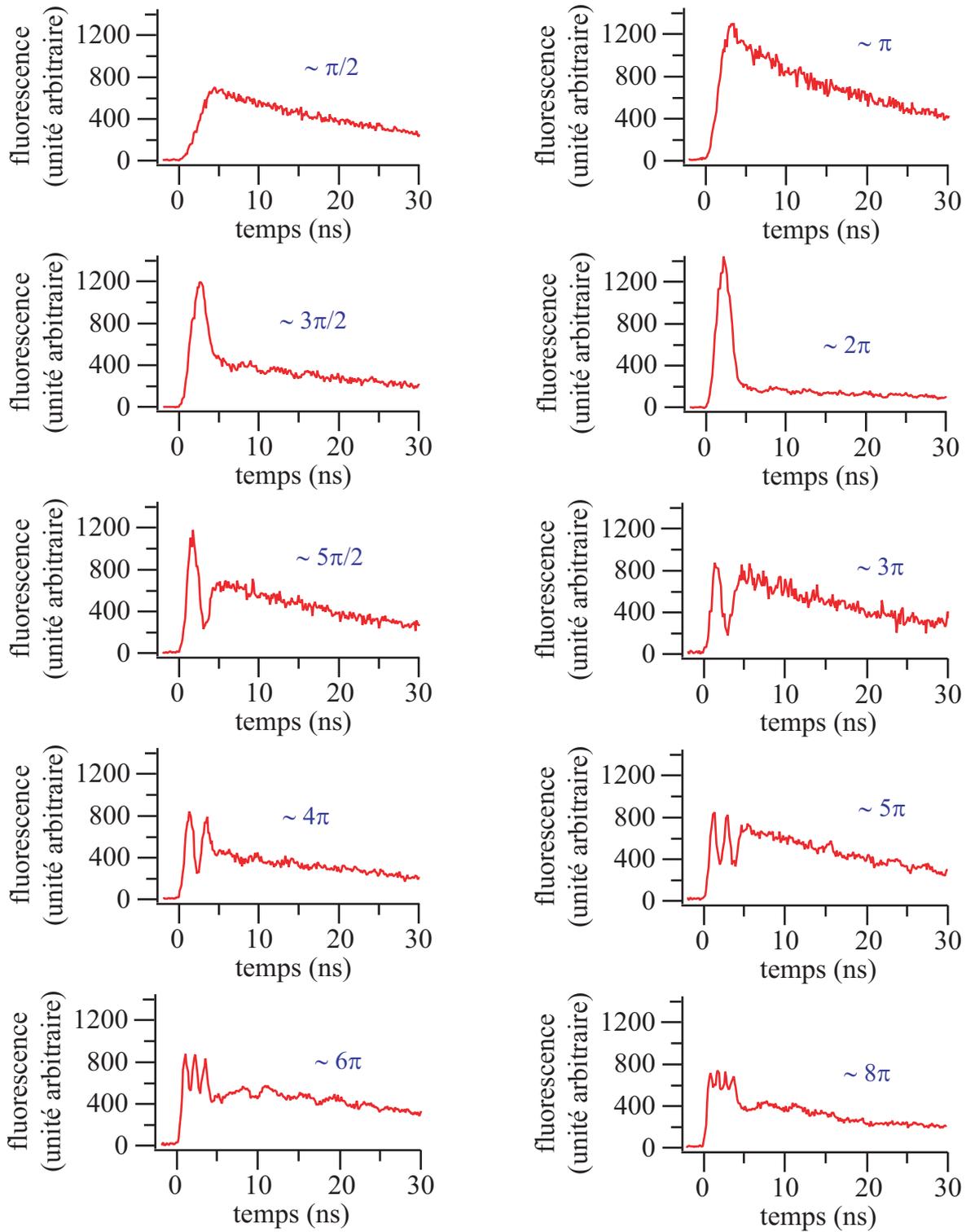


FIG. 4.22 – Fluorescence de l'atome unique induite par la source impulsionnelle, pendant et juste après l'impulsion. On observe des oscillations de Rabi durant l'impulsion, suivies de la décroissance radiative due à l'émission spontanée, une fois l'impulsion finie. En augmentant progressivement la puissance, on est ainsi capable de réaliser des impulsions $\pi/2$, π , $3\pi/2$, 2π , $5\pi/2$, 3π , 4π , 5π , 6π et 8π . Les courbes ont été normalisées.

Nous allons détailler chacun de ces traitements successivement.

- **Correction de la lumière parasite.** Pour les puissances les plus élevées, on observe de la lumière parasite autour de $t = 0$, venant de l'impulsion elle-même. Cette lumière parasite a été soustraite pour les trois dernières courbes de la figure 4.22, pour lesquelles elle n'est pas négligeable.
- **Normalisation par rapport au nombre d'impulsions excitatrices.** La plupart des courbes correspondent à l'histogramme des photodétections accumulées sur 1000 séquences temporelles. Là encore, seules les trois dernières courbes pour lesquelles plus de 1000 séquences temporelles ont été accumulées doivent être multipliées par un facteur correctif.
- **Normalisation par rapport à la probabilité de présence de l'atome.** À la suite d'impulsions $(2n + 1)\pi$, l'atome, en principe excité à coup sûr, subit un chauffage beaucoup plus important (et sera donc éjecté hors du piège beaucoup plus rapidement) que pour des impulsions $2n\pi$ pour lesquelles il n'est en principe pas excité. Afin de mettre en évidence ce phénomène, on enregistre aussi la fluorescence moyenne au cours de l'ensemble de la séquence expérimentale, en installant un diviseur électronique en sortie de la photodiode à avalanche. Le signal électronique contenant l'information sur la fluorescence collectée est ainsi dupliqué avant d'être envoyé à la fois vers la carte de comptage de haute résolution construisant les spectres temps, et vers la carte de comptage classique dont on s'est servi jusqu'à présent pour enregistrer la fluorescence moyenne obtenue au cours d'une séquence temporelle.

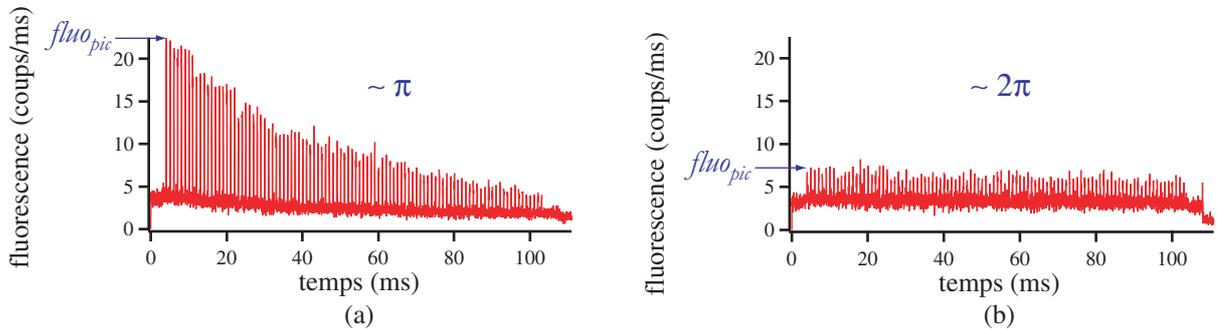


FIG. 4.23 – Allure de la fluorescence collectée moyenne au cours d'une séquence temporelle, pour des impulsions proches de π (a) et 2π (b). On distingue bien une alternance de pics d'excitation impulsionnelle et de refroidissement par la mélasse pendant lesquelles la fluorescence est réduite. Pendant les périodes d'excitation, des impulsions de 4 ns sont envoyées sur l'atome toutes les 200 ns.

La figure 4.23 représente l'allure de la fluorescence moyenne obtenue pendant la durée de la séquence pour des impulsions proches de π et 2π . Les quatre premières millisecondes servent à piéger un atome et mettre en place le champ magnétique $B_z = +4,2$ G. On distingue bien, ensuite les pics de fluorescence, correspondant aux périodes d'excitation impulsionnelle, séparés par des périodes de refroidissement, de plus faible fluorescence induite par les faisceaux de la mélasse. La différence est flagrante entre les deux courbes. Pour des impulsions proches de π , l'atome est très souvent excité. Le taux de fluorescence est donc élevé en début de séquence, mais chute rapidement, car l'atome est aussi fortement chauffé par l'émission spontanée. Le taux de recapture d'environ 15 % est d'ailleurs faible (il est mesuré par la méthode conventionnelle

exposée au paragraphe 1.4.4 du chapitre 1). En revanche, pour des impulsions proches de 2π , l'atome est très rarement excité à la fin d'une impulsion. Le taux de fluorescence est donc plus faible que précédemment et reste constant, car l'atome est à peine chauffé pendant la séquence, et le taux de recapture d'environ 59 % est beaucoup plus élevé. Notons en outre que la courbe de la figure 4.23 (a) a été obtenue en même temps que celle de la figure 4.22 correspondant à l'impulsion π . Il s'agit de la fluorescence enregistrée pendant la même expérience, la première par notre carte de comptage classique, la seconde par la carte de comptage de haute résolution. Il en va de même pour la courbe de la figure 4.23 (b) et celle de la figure 4.22 correspondant à l'impulsion 2π .

Une conséquence du paragraphe précédent est que dans le cas d'impulsions π , l'atome unique est beaucoup moins présent que dans le cas d'impulsions 2π . Nous devons donc normaliser les courbes de la figure 4.22 par rapport à la probabilité de présence de l'atome. Pour chaque courbe, nous calculons la fraction du temps où un atome était présent dans le potentiel. Il suffit pour cela de connaître la fluorescence du premier pic d'excitation impulsionnelle que l'on appelle $fluo_{pic}$ (voir figure 4.23), et le nombre total de photons détectés pendant les périodes d'excitation impulsionnelle que l'on appelle γ_{diff} (γ_{diff} est donc simplement la somme de l'aire de chacun des pics d'excitation impulsionnelle sur la figure 4.23). Pour s'affranchir de la lumière parasite, on effectue la même expérience que celle de la figure 4.23, mais en l'absence d'atome unique (on n'observe alors pas de pic, mais des creux pendant les périodes d'excitation impulsionnelle). On calcule les mêmes paramètres $fluo_{pic}^{fond}$ et γ_{diff}^{fond} , et on obtient la probabilité de présence d'un atome unique durant l'expérience par la formule :

$$\alpha = \frac{\gamma_{diff} - \gamma_{diff}^{fond}}{(fluo_{pic} - fluo_{pic}^{fond}) T_{exc}}$$

où $T_{exc} = 11,5$ ms est la durée totale des périodes d'excitation impulsionnelle lors de ces expériences. La figure 4.22 est obtenue en divisant chacune des courbes brutes par ce paramètre.

Ajustement des données et discussion

Un fois la normalisation des courbes réalisée, il est possible de les comparer. De façon assez frappante, le contraste des courbes chute avec la puissance. On pourrait tout d'abord attribuer ceci aux fluctuations de puissance évoquées plus haut. Cependant des fluctuations de puissance n'ont pas pour effet de faire chuter le contraste sur l'ensemble des oscillations (comme pour la courbe de la figure 4.22 correspondant à une impulsion 8π), mais de faire chuter le contraste progressivement au cours des 4 ns d'impulsion. En effet, si l'on compare deux courbes à des puissances différentes (comme celles de la figure 4.19), elles ne contiennent pas le même nombre d'oscillations mais démarrent de la même manière. La différence entre les deux courbes augmente pendant la durée de l'impulsion. Une moyenne de plusieurs courbes à des puissances différentes aura un contraste qui diminue progressivement au cours de l'impulsion. Par ailleurs les 10 % de fluctuation relative d'intensité mesurés sur notre source n'expliquent pas des chutes de contraste aussi importantes que celles observées sur les spectres temps de la figure 4.22. La contribution majeure à la chute du contraste vient du fait que, lors de la détection d'un photon, le délai au bout duquel la photodiode à avalanche donne naissance à une impulsion électronique fluctue. Cette *gigue électronique* ou *jitter* est de l'ordre de quelques centaines de picosecondes pour les photodiodes à avalanche classique. La gigue électronique est forcément présente lors de l'enregistrement des délais par notre carte de comptage de haute résolution et peut fortement perturber les structures que l'on observe qui ont une échelle de temps de l'ordre de la nanoseconde. Nous

allons donc tenter d'améliorer la simulation qui nous a donné les courbes théoriques de la figure 4.19 pour tenir compte à la fois de la gigue électronique et des fluctuations de puissance, tout en restant dans le cadre d'un système à deux niveaux.

La prise en compte des fluctuations relatives d'intensité de 10 % est très simple. Pour une intensité donnée I_0 , nous calculons, avec notre modèle à deux niveaux, 20 courbes représentant $\rho_{aa}(t)$ (comme pour les courbes de la figure 4.19) avec des intensités prises au hasard dans une gaussienne centrée autour de I_0 et d'écart-type $0.1 \times I_0$. La moyenne de ces 20 courbes nous donne une courbe théorique pour $\rho_{aa}(t)$, en présence de fluctuations d'intensité. Nous observons effectivement une atténuation du contraste des oscillations de Rabi au cours de l'impulsion.

La gigue électronique des photodiodes à avalanche est quant à elle modélisée en convoluant simplement la courbe de $\rho_{aa}(t)$ (en présence de fluctuations d'intensité) avec une gaussienne en temps, centrée sur $t = 0$ et d'écart-type τ_{jitter} , le temps caractéristique de la gigue électronique. Les courbes obtenues nous permettent alors d'ajuster « à l'œil » les données expérimentales comme le montre la figure 4.24. Sur celle-ci apparaissent les courbes de la figure 4.22 correspondant aux impulsions $3\pi/2$, 5π et 8π (points) avec leurs ajustements respectifs (trait plein). On remarque que notre modèle reproduit très bien l'expérience. On retrouve notamment la chute du contraste. Les paramètres laissés libres pour cet ajustement sont l'intensité lumineuse qui est indiquée pour chaque courbe sur la figure 4.24 et τ_{jitter} que l'on doit prendre égal à 300 ps pour reproduire l'ensemble de nos expériences. Notons que cette valeur est obtenue avec une précision de l'ordre de 50 ps. et permet de modéliser correctement l'ensemble des résultats de la figure 4.22. Enfin, remarquons que c'est une valeur typique de la gigue électronique d'une photodiode à avalanche.

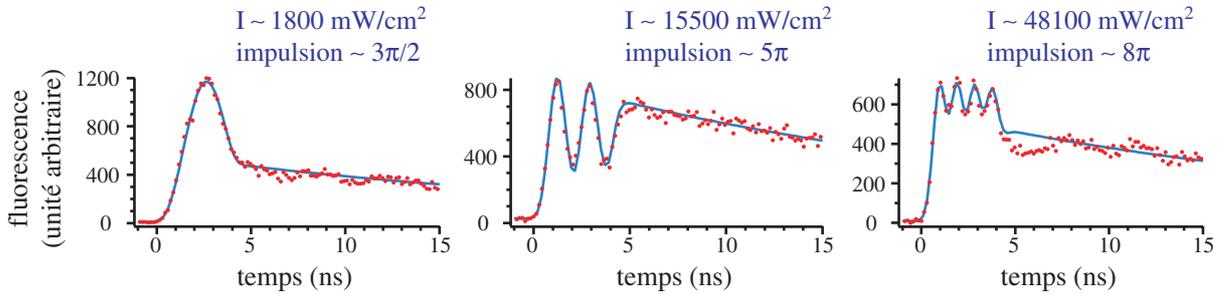


FIG. 4.24 – Spectres temps obtenus pour une excitation par des impulsions $3\pi/2$, 5π et 8π , ainsi que leur ajustement par un modèle incluant fluctuations d'intensité de la source et gigue électronique de l'APD. L'ajustement nous donne l'intensité lumineuse dans chacun des cas ainsi qu'une gigue électronique de 300 ps.

Sur certaines courbes de la figure 4.22, on distingue des oscillations dans la décroissance radiative. Elles s'expliquent par un phénomène de battement quantique qui sera détaillé dans le prochain paragraphe.

Enfin, si l'on suppose que l'efficacité des oscillations de Rabi est de 100 %, notre ajustement nous permet aussi d'estimer l'efficacité globale de collection et de détection. L'échelle des figures 4.22 et 4.24 correspond au nombre de photons détectés à la suite de 1000 séquences temporelles, soit au bout de $N_{pulse} = 5,75 \times 10^7$ impulsions excitatrices, en considérant que l'atome est présent tout le temps (du fait de la normalisation). Le pas de résolution est de $\tau_{res} = 146$ ps. Si l'on appelle $données(t)$ notre courbe expérimentale, le nombre de photons détecté par seconde et par

impulsion est donc :

$$\gamma_{coll}(t) = \frac{\text{données}(t)}{N_{pulse} \tau_{res}}$$

Le nombre de photons émis par seconde et par impulsion est $\gamma_{em}(t) = \Gamma \rho_{aa}(t)$ où $\rho_{aa}(t)$ est notre courbe théorique d'ajustement. Pour ajuster correctement nos données expérimentales, il a fallu multiplier $\rho_{aa}(t)$ par le facteur :

$$\frac{\text{données}(t)}{\rho_{aa}(t)} = 1250$$

On en déduit l'efficacité de collection :

$$\eta_{coll} = \frac{\gamma_{coll}(t)}{\gamma_{em}(t)} = 4 \text{ ‰}$$

Nous retrouvons donc une valeur proche de celle estimée au paragraphe 4.2.3 de ce chapitre et qui s'en rapprochera encore plus si l'on suppose que l'efficacité des oscillations de Rabi n'est pas de 100 ‰.

Durée de vie de l'état excité

Un dernier paramètre auquel il est possible de remonter à partir des courbes de la figure 4.22 est la durée de vie de l'état excité du ^{87}Rb . Dans le cadre du modèle de l'atome à deux niveaux, la résolution des équations de Bloch optiques (système d'équations 4.4), une fois l'impulsion terminée ($\Omega = 0$) est très simple et donne, pour $t > 4$ ns, c'est-à-dire après l'impulsion, l'expression suivante pour la population dans l'état excité :

$$\rho_{aa}(t) = \rho_{aa}(t_0) \exp[-\Gamma(t - t_0)]$$

où $t_0 = 4$ ns correspond à la fin de l'impulsion. Il s'agit simplement de l'émission spontanée. En ajustant la décroissance radiative par une exponentielle décroissante, on remonte ainsi à $\tau = 1/\Gamma$, la durée de vie dans l'état excité. A l'aide de l'ensemble des courbes de la figure 4.22, nous trouvons $\tau = 27 \pm 2$ ns, en accord avec la durée de vie de l'état excité de 26,2 ns [84].

4.3.4 Battements quantiques

Observations

Sur certaines courbes de la figure 4.22, obtenues en collectant la fluorescence de polarisation \perp , on distingue des oscillations dans la décroissance radiative. Si maintenant on reproduit l'expérience en observant les photons polarisés \parallel , la fluorescence enregistrée est celle de la figure 4.25. Aucune normalisation n'a ici été effectuée. Il s'agit des courbes brutes, qui comme dans le paragraphe précédent, ont été obtenues après 1000 séquences temporelles, avec une résolution de 146 ps et une puissance de piégeage de 2 mW.

Les oscillations aperçues précédemment sont ici nettement visibles. En outre, leur fréquence de 267 MHz correspond exactement à l'écartement entre les deux niveaux excités ($5^2P_{3/2}, F = 2$) et ($5^2P_{3/2}, F = 3$). Il s'agit donc vraisemblablement de battements quantiques. Nous sommes déjà conscients que du fait d'un champ magnétique résiduel, ou d'impuretés dans la polarisation de notre source impulsionnelle combinées à sa largeur spectrale d'environ 250 MHz, il est possible de peupler le niveau excité ($5^2P_{3/2}, F = 2$) (voir paragraphe 4.2). Le champ rayonné par l'atome peut donc provenir de l'émission spontanée à partir des niveaux excités $F = 3$ ou $F = 2$. Les deux composantes du champ d'une différence de fréquence de 267 MHz vont battre ensemble. C'est ce battement que nous observons sur la figure 4.25.

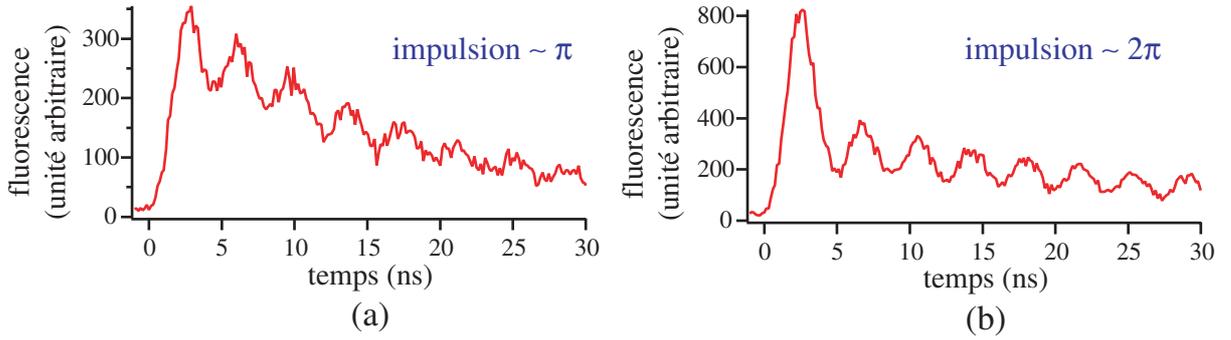


FIG. 4.25 – Fluorescence induite par des impulsions π et 2π observée en polarisation \parallel . On observe des battements quantiques.

Modélisation simple

Afin de comprendre ce phénomène, nous allons modéliser l'atome unique par un système à 3 niveaux, deux états excités $|a\rangle$ et $|b\rangle$, et un état fondamental $|f\rangle$. Deux approches sont alors possibles. Une approche classique consiste à dire que l'impulsion excitatrice prépare l'atome dans une superposition des deux états excités $|a\rangle$ et $|b\rangle$ et qu'un fois l'impulsion terminée, nous sommes en présence de dipôles classiques distincts : $\vec{d}_{af}(t)$ le dipôle correspondant aux photons émis sur la transition $|a\rangle \rightarrow |f\rangle$, de pulsation ω_{af} , et $\vec{d}_{bf}(t)$ le dipôle correspondant aux photons émis sur la transition $|b\rangle \rightarrow |f\rangle$, de pulsation ω_{bf} . Nous l'avons déjà vu, classiquement le champ rayonné par un dipôle est proportionnel à la projection de l'accélération de la particule rayonnante sur le plan perpendiculaire à la direction de propagation. Dans notre cas, la particule est un électron tournant autour de l'atome avec un mouvement harmonique. La fréquence de ce mouvement est, en présence d'une excitation laser, celle du laser (mouvement forcé) et en son absence, celle de la transition atomique. Le dipôle est lui-même proportionnel à la position de la particule et oscille donc à la même fréquence. Si l'on omet le caractère vectoriel du champ rayonné, on peut écrire son expression (en particulier pour le dipôle $d_{af}(t)$) de la manière suivante :

$$\mathcal{E}_{af}(r, t) = \frac{\mu_0 \omega_{af}^2}{4\pi r} d_{af}(t - \frac{r}{c}) \quad (4.6)$$

où μ_0 est la perméabilité du vide et c la célérité de la lumière. Une fois l'impulsion terminée, ce champ oscille à la pulsation ω_{af} . Cette expression n'est valable qu'à grande distance r devant la longueur d'onde, $r = 0$ correspondant à la position de l'atome émetteur. Si l'on tient compte du caractère vectoriel du champ, il faut compléter l'expression 4.6 par un facteur dépendant de la polarisation et du diagramme de rayonnement, ce que nous avons déjà fait dans le paragraphe 4.2.1. Si l'on applique la formule précédente à notre atome à trois niveaux, on obtient :

$$\mathcal{E}(r, t) = \eta_{af} d_{af}(t_r) + \eta_{bf} d_{bf}(t_r)$$

$$\text{où le temps retardé est } t_r = t - r/c, \quad \eta_{af} = \frac{\mu_0 (\omega_{af})^2}{4\pi r} \quad \text{et} \quad \eta_{bf} = \frac{\mu_0 (\omega_{bf})^2}{4\pi r}.$$

L'intensité lumineuse que nous mesurons avec notre photodiode à avalanche s'écrit alors, en notation complexe :

$$\mathcal{I}(r, t) = |\mathcal{E}(r, t)|^2 = \eta_{af}^2 |d_{af}(t_r)|^2 + \eta_{bf}^2 |d_{bf}(t_r)|^2 + 2\eta_{af}\eta_{bf} \text{Re}[d_{af}(t_r)d_{bf}^*(t_r)]$$

Les deux premiers termes de cette expression n'ont pas de fréquence caractéristique et correspondent à l'intensité rayonnée par chacun des deux dipôles. Le dernier terme tourne en revanche à la fréquence $\Delta = |\omega_{af} - \omega_{bf}|$, le désaccord entre les deux niveaux excités et explique les battements. Il s'agit d'un terme d'interférence entre les deux champs rayonnés.

Dans une approche quantique, et si l'on s'intéresse à un atome à deux niveaux ($|f\rangle$, fondamental et $|a\rangle$, excité) d'élément de matrice dipolaire d , le champ rayonné par l'atome a pour expression [80, 116, 121] :

$$\widehat{E}_{af}^{(\pm)}(t, r) = \frac{\mu_0 \omega^2}{4\pi r} d \mathcal{S}_{a\mp}(t - \frac{r}{c}) \quad (4.7)$$

où $\mathcal{S}_{a+}(t)$ et $\mathcal{S}_{a-}(t)$ sont, dans le point de vue de Heisenberg, les opérateurs dont l'expression initiale est respectivement :

$$\mathcal{S}_{a+}(0) = \mathcal{S}_{a+} = |a\rangle\langle f| \quad \text{et} \quad \mathcal{S}_{a-}(0) = \mathcal{S}_{a-} = |f\rangle\langle a|$$

Ces opérateurs apparaissent en fait dans la définition de l'opérateur dipolaire d'un atome à deux niveaux, d'élément de matrice dipolaire d :

$$\widehat{D} = \vec{\epsilon} \begin{bmatrix} 0 & d \\ d & 0 \end{bmatrix} = \vec{\epsilon} d (\mathcal{S}_{a+} + \mathcal{S}_{a-})$$

La formule 4.7 est l'analogie quantique de la formule classique 4.6.

Intéressons nous maintenant au modèle de l'atome à trois niveaux. En généralisant ce qui précède, l'opérateur dipolaire s'écrit :

$$\widehat{D} = \vec{\epsilon} \begin{bmatrix} 0 & 0 & d_{af} \\ 0 & 0 & d_{bf} \\ d_{af} & d_{bf} & 0 \end{bmatrix} = \vec{\epsilon} [d_{af}(\mathcal{S}_{a+} + \mathcal{S}_{a-}) + d_{bf}(\mathcal{S}_{b+} + \mathcal{S}_{b-})]$$

En ce qui concerne l'expression du champ total rayonné par l'atome, deux dipôles d_{af} et d_{bf} y contribuent maintenant, et en s'appuyant sur l'équation 4.7 on peut écrire :

$$\widehat{E}^{(\pm)}(t, r) = \eta_{af} d_{af} \mathcal{S}_{a\mp}(t_r) + \eta_{bf} d_{bf} \mathcal{S}_{b\mp}(t_r)$$

On obtient l'intensité totale rayonnée de la manière suivante :

$$\begin{aligned} I(r, t) &= \langle \widehat{E}^{(-)}(t, r) \widehat{E}^{(+)}(t, r) \rangle \\ &= \eta_{af}^2 d_{af}^2 \langle \mathcal{S}_{a+}(t_r) \mathcal{S}_{a-}(t_r) \rangle + \eta_{bf}^2 d_{bf}^2 \langle \mathcal{S}_{b+}(t_r) \mathcal{S}_{b-}(t_r) \rangle \\ &\quad + \eta_{af} d_{af} \eta_{bf} d_{bf} [\langle \mathcal{S}_{a+}(t_r) \mathcal{S}_{b-}(t_r) \rangle + \langle \mathcal{S}_{b+}(t_r) \mathcal{S}_{a-}(t_r) \rangle] \end{aligned}$$

Nous allons maintenant utiliser la matrice densité ρ pour calculer les moyennes des produits d'opérateurs apparaissant dans l'expression précédente.

$$\rho = \begin{bmatrix} \rho_{aa} & \rho_{ab} & \rho_{af} \\ \rho_{ab}^* & \rho_{bb} & \rho_{bf} \\ \rho_{af}^* & \rho_{bf}^* & \rho_{ff} \end{bmatrix}$$

Pour tout observable A dont l'opérateur en représentation de Schrödinger est noté \hat{A}_S et $\hat{A}_H(t)$ en représentation de Heisenberg, l'évolution de la valeur moyenne vérifie :

$$\langle A \rangle(t) = \text{Tr}[\rho(t) \hat{A}_S] = \text{Tr}[\rho(0) \hat{A}_H]$$

Dans ces conditions :

$$\langle \mathcal{S}_{a+}(t_r) \mathcal{S}_{a-}(t_r) \rangle = \text{Tr}[\rho(0) \mathcal{S}_{a+}(t_r) \mathcal{S}_{a-}(t_r)] = \text{Tr}[\rho(t_r) |a\rangle \langle f|f\rangle \langle a|] = \rho_{aa}(t_r)$$

Des raisonnements similaires pour les autres valeurs moyennes de produits d'opérateurs nous permettent finalement de déduire que :

$$I = \eta_{af}^2 d_{af}^2 \rho_{aa}(t_r) + \eta_{bf}^2 d_{bf}^2 \rho_{bb}(t_r) + 2 \eta_{af} d_{af} \eta_{bf} d_{bf} \text{Re}[\rho_{ab}(t_r)] \quad (4.8)$$

Les deux premiers termes, une fois intégrés sur le diagramme de rayonnement donnent $\Gamma(\rho_{aa} + \rho_{bb})$ [116]. Il s'agit de la somme des contributions de deux atomes à deux niveaux (voir formule 4.5 du paragraphe 4.3.2). Le dernier terme est celui qui fait apparaître le battement.

Discussion

L'origine du battement quantique est la possibilité pour l'atome d'être transféré, lors d'un cycle d'excitation-désexcitation, d'un état initial à un état final en passant par deux chemins différents, associés à deux états excités différents. Dans nos expériences, l'axe de quantification est défini par un champ magnétique constant et l'atome est illuminé par une lumière majoritairement polarisée σ^- . L'atome aura donc tendance à peupler essentiellement les sous-niveaux Zeeman pour lesquels le nombre quantique m_F est le plus faible. Ceci rend un certain nombre de processus menant à des interférences quantiques plus probables que d'autres, comme le montre la figure 4.26.

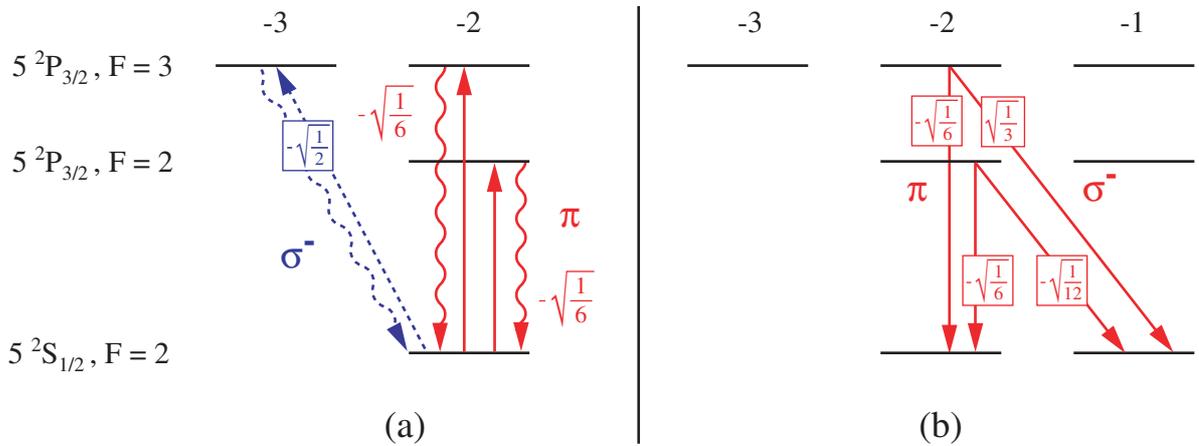


FIG. 4.26 – Processus physiques possibles à l'origine des battements quantiques pour une source impulsionnelle polarisée majoritairement σ^- . Les éléments de matrice dipolaire entrant en jeu sont donnés dans une unité arbitraire [84].

Le processus illustré sur la figure 4.26 (a) peut par exemple se produire si l'on suppose que, la source impulsionnelle contient quelques photons polarisés π , du fait du petit angle que fait sa direction de propagation avec l'axe de quantification. Un atome initialement dans l'état fondamental ($5^2S_{1/2}, F=2, m_F=-2$) peut alors être transféré dans l'un ou l'autre des états excités ($5^2P_{3/2}, F=2, m_F=-2$) et ($5^2P_{3/2}, F=3, m_F=-2$) avant de retomber dans son état initial en émettant des photons polarisés π . On observera alors des battements dans la lumière rayonnée dus à la présence de ces deux cycles possibles d'excitation-désexcitation.

Le processus illustré sur la figure 4.26 (b) peut se produire dans les deux sens. Du niveau ($5^2S_{1/2}, F=2, m_F=-2$) vers le niveau ($5^2S_{1/2}, F=2, m_F=-1$), l'excitation s'explique de

la même manière qu'au paragraphe précédent. En revanche, le champ rayonné est polarisé σ^- . Ce cas de figure pourrait être à l'origine des traces de battements apparaissant sur la figure 4.22 lorsque les photons sont détectés en polarisation \perp . À la suite d'une excitation σ^- , le déroulement inverse peut se produire. Les battement quantiques apparaissent alors dans la lumière polarisée π .

Enfin, souvenons-nous que 12 % des photons émis en polarisation σ^- sont projetés par MIGOU sur la polarisation \parallel (paragraphe 4.2.1). Sur la figure 4.26 (a), la flèche en pointillé indique que cette fraction projetée des photons émis sur la transition fermée peut également battre avec les photons émis par un atome subissant le cycle d'excitation-déexcitation $(5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = -2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F = 2, m_F = -2) \rightarrow (5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = -2)$.

La contribution relative de ces divers chemins susceptibles d'interférer n'a pas été clairement identifiée. L'origine des oscillations observées sur la figure 4.25 est sans doute une combinaison de plusieurs de ces processus. En outre la phase des battements quantiques n'est pas la même pour tous les cas de figure envisagés. Une étude quantitative paraît donc difficile, et nous nous limiterons aux remarques qualitatives précédentes.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré qu'il était possible de préparer, puis de détecter, un atome unique, dans un des deux sous-niveaux fondamentaux, $F = 1$ ou $F = 2$, avec une efficacité proche de 100 %. Toutefois, la durée de vie dans ces deux états semble limitée à environ 3,3 ms par un fond de lumière parasite.

La mise en place d'un champ magnétique constant nous a permis d'imposer l'axe de quantification selon la direction verticale. L'atome peut alors être pompé optiquement vers la transition fermée de façon efficace, à l'aide d'un faisceau sonde polarisé σ . Ceci nous a permis d'estimer notre efficacité globale de collection et de détection : $\eta_{coll} \sim 0,6$ %.

Grâce à la chaîne laser impulsionnelle que nous avons conçue, nous avons atteint un très bon contrôle cohérent de la transition optique fermée $(5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = \pm 2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = \pm 3)$. L'atome unique est ainsi réduit à un système à deux niveaux, sur lequel nous avons observé des oscillations de Rabi [117, 122, 123]. Le nombre d'oscillations est facilement ajustable avec la puissance de la source impulsionnelle. Si l'on éclaire l'atome unique avec des impulsions π d'une durée de 4 ns, l'efficacité quantique d'excitation est très proche de 100 %. En attendant 200 ns entre chaque impulsion, l'atome rayonne alors, par émission spontanée, des photons uniques qui sont émis dans 90 % des cas sur la transition fermée. Il reste toutefois à caractériser la qualité de cette source de photons uniques, ce qui fait l'objet du chapitre suivant.

Enfin, nous avons observé des battements quantiques dans la lumière rayonnée par l'atome unique, qui reflètent les interférences entre plusieurs chemins possibles lors d'un cycle d'excitation-déexcitation.

La prochaine étape est de faire de l'atome unique un bit quantique. Une idée consiste à contrôler de façon cohérente, les transitions entre deux sous-niveaux Zeeman fondamentaux (l'un en $F = 1$, l'autre en $F = 2$), à l'aide d'ondes radiofréquences. On peut également utiliser des transitions Raman. Une des particularités de notre système est que le faisceau piège peut être utilisé comme l'un des faisceaux Raman. Ceci permet d'obtenir facilement des fréquences de Rabi importantes, et ainsi de réaliser des transitions Raman sur des échelles de temps de l'ordre de 1 μ s.