





Master 2 LuMI

Rapport de stage

Continuous Superradiant laser with a laser-cooled atomic beam

Auteur : Yannis Pargoire *Encadrants :* Benjamin Pasquiou (Tuteur de stage) Martin Robert-de-Saint-Vincent Bruno Laburthe-Tolra

Version du 3 juillet 2024





Table des matières

1	Lase	er superradiant continu	4
	1.1	Superradiance	4
	1.2	Montage expérimental	5
2	Opt	imisation du flux atomique arrivant dans la cavité	6
	2.1	Déflection du jet atomique	6
		2.1.1 Force de pression de radiation	6
		2.1.2 Déflection du jet atomique	7
		2.1.3 Simulation de la déflection du jet atomique	8
		2.1.4 Simulation de la déflection	10
3	Opt	imisation du flux atomique traversant la cavité	11
	3.1	Ralentisseur Zeeman	12
	3.2	Détermination de la vitesse axiale des atomes par temps de vol	14
	3.3	Evolution du nombre d'atomes dans la cavité en fonction de l'intensité	
		des faisceaux de Déflection 1 et 2	17
	3.4	Amélioration du système d'imagerie	20
		• •	

Remerciements

Je tiens à très fortement remercier toute l'équipe Gaz Quantiques Magnétiques (GQM) du Laboratoire de Physique des Lasers (LPL) pour m'avoir fait confiance et pris en stage.

Toute l'équipe est présente au quotidien et c'est un plaisir d'y travailler. Chacun a sa façon d'aborder les différentes problématiques et ils sont tous complémentaires dans leur façon de faire.

Je tiens à remercier très chaleureusement Benjamin Pasquiou avec lequel j'interagis très fréquemment, que ce soit sur des aspects théoriques ou encore avec les mains dans l'expérience.

Je remercie également Bruno Laburthe-Tolra dont l'aide sur la compréhension des résultats obtenus, sur la manip, ainsi que sur les problèmes qui ont pu m'être posés avec l'article théoriques, m'a été précieuse.

Je remercie Martin Robert-de-Saint-Vincent dont les discussions m'ont permis d'avancer et d'apporter un regard différent sur les expériences à réaliser.

Je remercie Hussain, Alban et Pauline avec lesquels j'ai le plaisir de discuter et travailler au quotidien. J'ai hâte de passer mes prochaines années à leurs côtés.

Pour finir je remercie de tout coeur l'équipe pour m'avoir fait confiance pour ce stage et surtout de me faire confiance pour la poursuite en thèse.

Introduction

L'objectif de l'équipe Gaz Quantiques Magnétiques (GQM) du Laboratoire de Physique des Lasers (LPL) est de créer le premier laser superradiant continu. Pour ce faire, nous construisons un laser superradiant continu sur la raie étroite (7kHz) d'intercombinaison du ⁸⁸Sr. Le milieu à gain sera un faisceau atomique refroidi par laser, rapide $(10m.s^{-1} - 100m.s^{-1})$, guidé à travers le mode d'une "mauvaise" cavité optique. Un de nos objectifs est d'étudier les corrélations qui devraient intervenir entre les atomes, notamment proche du seuil du laser superradiant.

Les lasers superradiant sont une technologie émergente sous d'intenses recherches théoriques et expérimentales pour observer la première émission superradiante continue. Cette source de lumière pourrait servir de référence de fréquence absolue. Les fluctuations quantiques fondamentales du dipôle atomique collectif fixent la largeur spectrale ultime du laser, lui permettant d'être plus faible que la largeur naturelle de la transition et d'être faiblement dépendante des fluctuations en positions des miroirs de la cavité. Les lasers superradiant continus pourraient contourner les limitations des horloges atomiques actuelles et émerger comme nouveau dispositif quantique de mesure du temps.

L'objectif de mon stage était d'optimiser le flux d'atomes traversant la cavité. Ce qui fut réalisé en travaillant sur le guidage par laser des atomes mais également sur leur vitesses ainsi que par des modifications du montage expérimental et notamment du systèmes d'imagerie de la fluorescence des atomes dans la cavité.

1 Laser superradiant continu

1.1 Superradiance

La superradiance est un phénomène de couplage collectif fort des dipôles atomiques par l'intermédiaire du champ électrique stationnaire généré par les atomes dans une cavité Fabry-Perot.

Les atomes peuvent être vus comme des dipôles électroniques oscillant.

Un atome dans l'état excité entre dans la cavité puis se synchronise avec le dipôle collectif déjà présent dans la cavité. Cette synchronisation se fait par l'intermédiaire du champ électrique stationnaire présent dans la cavité et ayant été généré par les atomes présents dans la cavité. Ce champ a pour longueur d'onde 698nm et correspond aux photons émis par la transition ${}^{3}P_{1} - {}^{1}S_{0}$ du ${}^{88}Sr$. La cavité a été conçue de façon à être résonnante avec cette longueur d'onde permettant ainsi de créer une onde stationnaire.

Dans le cas de la superradiance continue et de notre architecture, un jet atomique continu va croiser le mode longitudinal TEM_{00} d'une cavité Fabry-Perot. Les atomes vont traverser la cavité suffisament rapidement pour que les atomes n'aient pas le temps d'effectuer de désexcitation spontanée. L'effet collectif permet cependant aux atomes d'avoir environ une chance sur deux d'émettre un photon pendant leur traversée de la cavité.

Contrairement à la superradiance impulsionnelle, la superradiance continue permet d'émettre avec une largeur spectrale indépendante du nombre d'atomes présents dans la cavité. Cette largeur est inversement proportionnelle aux pertes de la cavité ainsi, la cavité que notre équipe utilise a été conçue en bad-cavity regime. Ce qui permet des pertes importantes à travers les miroirs de la cavité et donc de réduire la largeur spectrale.

Outre la faible largeur spectrale, ce bad-cavity regime nous permet d'être faiblement dépendant des fluctuations en position des miroirs de la cavité.

À ce jour, les lasers ayant la plus faible largeur spectrale utilisent des cavités ultrastables, les pertes à travers les miroirs de ces cavités sont extrêmement faibles et la largeur du laser est déterminée par ces très faibles pertes. Cependant, ces cavités de très haute finesse sont très sensibles aux fluctuations en position des miroirs de la cavité. Dans le cas d'un laser ultra-stable, la largeur de raie est fine mais les vibrations sont le problème majeur. Dans le cas de la superradiance continue, la largeur de raie est fine et les vibrations des miroirs de la cavité sont faiblement problématique pour la fréquence d'émission. Ceci permet de potentielles applications métrologiques et notamment pour les horloges atomiques. La transition que nous utilisons est la transition ${}^{1}S_{0} - {}^{3}P_{1}$ de largeur 7kHz. L'architecture utilisée permettra d'atteindre une largeur de 700Hz soit 10 fois inférieure à la largeur naturelle de la transition.

Le strontium présente des transitions de largeur naturelle de l'ordre du mHz (${}^{1}S_{0} - {}^{3}P_{0}$), la superradiance continue permettrait d'obtenir une émission extrêmement fine d'un point de vue spectral.



1.2 Montage expérimental

FIGURE 1 – Schéma expérimental

Etapes de l'expérience

- 1. Du Sr est sublimé dans le creuset;
- 2. Les atomes sortent à travers des microtubes à une vitesse axiale de $480m.s^{-1}$;
- 3. Refroidissement transverse du jet atomique;
- 4. Ralentissement par ralentisseur Zeeman pour atteindre des vitesses axiales comprises entre $10m.s^{-1}$ et $100m.s^{-1}$. La vitesse transverse est à ce moment comprise entre $-5m.s^{-1}$ et $5m.s^{-1}$;
- 5. Le jet atomique est déflechi en utilisant deux faisceaux de déflection;
- 6. Refroidissement par SWAP (Sawtooth Wave Adiabatic Passage);
- 7. Refroidissement laser transverse suivant l'axe de la cavité;
- 8. Excitation adiabatique du jet atomique pour passer de l'état fondamental ${}^{1}S_{0}$ à l'état ${}^{3}P_{1}$ qui est l'état à partir duquel la superradiance est réalisée;
- 9. Entrée continue des atomes de ⁸⁸Sr dans la cavité;
- 10. Émission superradiante continue.

2 Optimisation du flux atomique arrivant dans la cavité

Les atomes sortant du four sont transversalement refroidis puis sont ralentis grâce à un ralentisseur Zeeman. Ils sont alors défléchis d'un angle de 20° puis refroidis à l'aide de refroidissement transverse, SWAP (Sawtooth Wave Adiabatic Passage) [1] cooling puis sont adiabatiquement excités juste avant d'entrer dans la cavité. [4]

Optimiser et contrôler le flux d'atomes d'arrivant dans la cavité revient principalement à contrôler la vitesse des atomes en sortie du Ralentisseur Zeeman ainsi que la déflection.

Le nombre d'atomes présents dans la cavité est expérimentalement estimé en faisant fluorescer les atomes et en mesurant l'intensité de la fluorescence à l'aide d'une caméra.

2.1 Déflection du jet atomique

2.1.1 Force de pression de radiation

Sous l'incidence d'un faisceau laser à résonance avec une transition atomique, un atome peut absorber un photon et ainsi passer de l'état fondamental $|g\rangle$ à l'état excité $|e\rangle$, dans le cas du ralentissement Zeeman ainsi que de la déflection, nous utilisons la transition de l'état fondamental ${}^{1}S_{0}$ vers l'état excité ${}^{1}P_{1}$, de longueur d'onde 461nm et de largeur spectrale $\Gamma = 2\pi.30MHz$.

Lors de l'absorption d'un photon, il y a conservation de la quantité de mouvement. Ainsi, l'atome ayant initialement une quantité de mouvement $m\vec{v}$ aura alors une quantité de mouvement $m\vec{v} + \hbar\vec{k}$, avec \vec{k} le vecteur d'onde associé au photon, et $\hbar\vec{k}$ la quantité de mouvement du photon.

Un atome étant contra-propageant par rapport au faisceau laser verra alors sa vitesse axiale diminuer de $\frac{\hbar k}{m}$ avec m la masse de l'atome. Lors de sa désexcitation, l'atome va émettre un photon et va donc être accéléré de

Lors de sa désexcitation, l'atome va émettre un photon et va donc être accéléré de $\hbar \vec{k}$ cependant, cette émission étant isotrope, la variation moyenne de vitesse due à la désexcitation est nulle, toute fois ceci induit une incertitude sur la vitesse d'équilibre atteinte.

La force exercée sur un atome de vitesse \vec{v} soumis à un faisceau laser de vecteur d'onde \vec{k} d'intensité *I*, de désaccord δ par rapport à la transition de largeur Γ et d'intensité de saturation I_{sat} est définie par :[3]

$$\vec{F} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + (\frac{2\delta_0 + kv}{\Gamma})^2}$$

avec $s = \frac{I}{I_{sat}}$

2.1.2 Déflection du jet atomique

Dans le cadre de notre montage expérimental, la déflection du jet atomique est réalisée pour que les atomes ne soient plus sous l'incident du faisceau du ralentisseur Zeeman une fois qu'ils en sont sortis. Un angle de 20° est présent entre l'axe du ralentisseur Zeeman et l'axe formée par la sortie du ralentisseur Zeeman et la cavité dans laquelle s'effectuera la superradiance. 2

Dans le cas de la déflection, nous utilisons deux faisceaux contra-propageants, un faisceau à résonnance avec la transition que nous appelerons Déflection 1 et un second, désaccordé vers le rouge, Déflection 2.

Le phénomène de déflection peut être vu comme une mélasse mouvante. Dans le cas d'une mélasse immobile, les deux faisceaux contra-propageants sont tous deux désaccordés de $-\frac{\Gamma}{2}$, un atome placé entre ces deux faisceaux sera alors refroidi.

La déflection d'atomes par lasers 2 utilise 2 faisceaux contrapropageants, orthogonaux au passage du jet atomique. En supposant un temps d'interaction infini entre les atomes et les faisceaux, la différence de désaccord entre les faisceaux fixera la composante de vitesse acquise le long de l'axe de ces faisceaux. Cette vitesse sera nommée vitesse transverse d'équilibre : v_{teq} .



FIGURE 2 – Déflection d'un jet atomique par lasers

La force exercée sur un atome de vitesse \vec{v} soumis à un faisceau laser de vecteur d'onde \vec{k} d'intensité *I*, de désaccord δ par rapport à la transition de largeur Γ et d'intensité de saturation I_{sat} est définie par :

$$F = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + (\frac{2\delta_0 + kv}{\Gamma})^2}$$

avec $s = \frac{I}{I_{sat}}$

2.1.3 Simulation de la déflection du jet atomique

La simulation de la déflection du jet atomique a pour objectif de comprendre son fonctionnement ainsi que les optima théoriques des paramètres à appliquer sur le montage expérimental.

Pour réaliser la simulation de la déflection du jet atomique, la somme des forces de pression de radiation appliquées à un atome est alors considérée.

Soient :

$$\vec{F}_1 = \hbar \vec{k}_1 \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + (\frac{2\delta_1 - k\nu}{\Gamma})^2}$$

la force excercée par le faisceau Déflection 1

et :

$$\vec{F}_2 = \hbar \vec{k}_2 \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + (\frac{2\delta_2 + k\nu}{\Gamma})^2}$$

la force excercée par le faisceau Déflection 2

La force appliquée aux atomes est nulle $(\vec{F_1} = -\vec{F_2})$ lorsque l'effet Doppler appliqué à chacun des faisceaux compense son désaccord vis-à-vis de la transition. Ceci se produit lorsque nous avons $\delta_1 - kv = \delta_2 + kv$ avec δ_1 et δ_2 les désaccords de chacun des faisceaux.

Ce qui nous amène à une vitesse transverse d'équilibre définie par :

$$v_{teq} = \frac{\Delta}{2k}$$

avec $\Delta = \delta_2 - \delta_1$ soit $\Delta = v_{teq} * 2k$ avec k le vecteur d'onde.

Dans le cadre de notre montage expérimental, les atomes arrivent au niveau de la déflection après être passés par un ralentisseur Zeeman. Ils en sortent avec une vitesse axiale comprise entre $10m.s^{-1}$ et $100m.s^{-1}$.

La vitesse axiale des atomes en sortie du ralentisseur déterminera la vitesse transverse nécessaire à acquérir pour réaliser l'angle de 20° qui nous permettra de guider les atomes vers la cavité.

Ainsi, la vitesse transverse d'équilibre que nous souhaitons atteindre est définie par :

$$v_{teq} = \tan(20^\circ).v_a$$

avec v_a la vitesse axiale en entrée de la déflection.

Ainsi, pour une vitesse axiale de $v_a = 40m.s^{-1}$, $v_{teq} = 15, 6m.s^{-1}$.

Par conservation de l'impulsion, lorsque un atome de ⁸⁸Sr absorbe un photon, il reçoit une quantité de mouvement $\hbar k$ soit une vitesse $\frac{\hbar k}{m}$

Pour une acquérir une vitesse transverse de $15, 6m.s^{-1}$ un atome devra absorber 1599 photons sachant que la vitesse acquise lors de l'absorption d'un photon de longueur d'onde 461nm vaut $\frac{\hbar k}{m} = 9,76mm.s^{-1}$.

D'après 2.1.3, le désaccord à appliquer entre les faisceaux est donc défini par :

$$\Delta = v_{teq} * 2k$$

soit $\Delta(MHz) = \frac{\tan(20^\circ)v_a * 2k}{2\pi \cdot 10^6} = 63.2MHz$



La valeur de veqth est -3.49954654103696 vb=40.0, p=-1.0

FIGURE 3 – Déflection d'un jet atomique par lasers

2.1.4 Simulation de la déflection

Les simulations de déflection réalisées consistent à observer en fonction du temps, l'évolution de la vitesse transverse d'un atome au cours du passage sous l'incidence du faisceau de déflection.

Pour ce faire, une distribution uniforme de vitesses transverses initiales est étudiée. Cette distribution correspond à celle obtenue en sortie du refroidissement transverse ayant lieu entre le creuset et le ralentisseur Zeeman et comprend des vitesses entre $-5m.s^{-1}$ et $5m.s^{-1}$.

Chaque simulation étant réalisée pour une vitesse axiale donnée, $v_a = 40m.s^{-1}$ pour la figure 3. La vitesse transverse permettant d'obtenir l'angle de 20° est alors calculée et est utilisée pour déterminer le désaccord à appliquer entre les deux faisceaux de déflection.

La vitesse transverse d'équilibre est symbolisée par la droite pointillée grise et centrale. Les droites grises supérieures et inférieures correspondent à l'intervalle de

vitesses transverses acceptées autour de la vitesse transverse d'équilibre. Cette tolérance est de 20% et a été déterminée en fonction des paramètres du montage expérimental.

Les simulations sont basés sur la résolution de l'équation différentielle :

$$m\frac{dv(t)}{dt} = \vec{F}_1(t) + \vec{F}_2(t) = \hbar \vec{k}_1 \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s + (\frac{2\delta_1 - kv(t)}{\Gamma})^2} + \hbar \vec{k}_2 \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s + (\frac{2\delta_2 + kv(t)}{\Gamma})^2}$$

3 Optimisation du flux atomique traversant la cavité

La superradiance est un phénomène collectif qui se produit à partir d'un nombre seuil d'atomes présents dans la cavité. Au-delà de ce seuil, les corrélations atomiques au sein de la cavité dépendent du nombre d'atomes et le contrôle de ce nombre permettra alors définir le régime de corrélation collective dans lequel nous nous trouvons 4.



FIGURE 4 – Correlateur $\sigma = \langle s_1^+ s_2^- \rangle$ en fonction du nombre d'atomes.

En effet, le correlateur augmente rapidement proche du seuil puis décroît en $\frac{1}{N}$ avec N le nombre d'atomes. [2]

La densité atomique est un paramètre qui variera en fonction de la température à l'intérieur du creuset qui permet de sublimer les atomes de ${}^{88}Sr$.

Il faut donc être capable de guider la proportion maximale d'atomes vers la cavité et d'être capable de la contrôler.

Ce contrôle de trajectoire se fait principalement grâce à la déflection laser qu'il faut optimiser.

3.1 Ralentisseur Zeeman

Le courant appliqué à la seconde bobine du ralentisseur Zeeman définira le champ magnétique et donc la vitesse en sortie du ralentisseur. Cette dernière est comprise entre $10m.s^{-1}$ et $100m.s^{-1}$.

Lorsqu'un atome est soumis à un champ magnétique, pour des valeurs de nombre quantique m_J non nulles, les niveaux d'énergie vont varier en fonction de la valeur du champ magnétique.

L'écart d'énergie due à l'effet Zeeman s'exprime par :

$$\Delta E_{Zeeman} = \vec{\mu} \cdot \vec{B}$$

= $g_J \mu_B m_J \vec{B}$
= $m_J (1, 4 \text{ MHz/Gauss}) \cdot \vec{B}$

En se plaçant dans le cas où l'intensité du faisceau du ralentisseur Zeeman est grande devant l'intensité de saturation $I_{Zeeman} \gg I_{sat}$, le taux d'absorption des photons est uniquement limité par le temps de vie dans l'état excité soit 5ns pour la transition ${}^{1}S_{0} - {}^{1}P_{1}$.

$$\vec{F_{max}} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2}$$

avec Γ la largeur de la transition.

$$\Longrightarrow \vec{a_{max}} = \frac{\hbar \vec{k}\Gamma}{2m}$$

avec m la masse de l'atome.

La vitesse en fonction du temps s'écrit alors :

$$v(\vec{t}) = \frac{\hbar \vec{k}\Gamma}{2m}t + \vec{v_0}$$

soit la position en fonction du temps le long de l'axe du ralentisseur Zeeman définie par :

$$z(t) = \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{4m} t^2 + v_0 t + z_0$$

La condition de résonance pour le faisceau laser du ralentisseur Zeeman s'écrit :

$$\omega_l = \omega_0 - kv(z) + m_J \mu' B$$

avec :

 ω_0 la fréquence de la transition -kv(z) l'effet Doppler $m_J\mu'B$ l'effet Zeeman

et $\mu' = g_J m_J \mu_B$ Il faut donc avoir

$$kv(z) = m_J \mu' B$$
$$= \alpha_J B$$

En exprimant $\vec{a(t)}, \vec{v(t)}, B(t), z(t), t$.

Nous arrivons finalement à l'expression de B(z) le champ à appliquer en fonction de la position le long de l'axe longitudinal.

$$B(z) = \sqrt{B_0^2 + (\frac{k}{\alpha_J})^2 \cdot 2 \cdot a_{max} \cdot \eta \cdot z - B_0}$$

avec $\eta = \frac{I}{I_{sat}}, a = a_{max}\eta$

Le ralentisseur Zeeman que nous utilisons et qui a été créé par l'équipe et Jules Ribolzi (stage de L3) nous permet d'obtenir en sortie du ralentisseur des atomes ayant une vitesse axiale comprise entre $10m.s^{-1}$ et $100m.s^{-1}$.

Pour le faisceau de déflection 1 d'intensité $I = \frac{3}{4}I_{sat}$ et à résonance avec la transition, le nombre d'atomes fluorescents dans la cavité fonction du courant de la seconde bobine du ralentisseur Zeeman est exprimé par la figure 5.



FIGURE 5 – Nombre d'atomes fluorescents dans la cavité en fonction du courant appliqué à la seconde bobine sur ralentiseeur Zeeman (en A)

En fonction du courant appliqué à cette seconde bobine, le champ magnétique permet ou non aux atomes "d'accrocher" la courbe du champ magnétique et ainsi d'être ralentis. Pour des courants inférieurs à 6A, le champ généré est trop faible pour permettre aux atomes d'être suffisament ralentis pour pouvoir être déviés de 20°. Pour des courants supérieurs à 13A, la pente du champ magnétique est trop abrupte pour que les atomes puissent la suivre, ils ne sont donc pas ralentis.

Le nombre d'atomes fluorescents donné par une courbe est à comparer avec la courbe 5 pour éviter les biais de raisonnement.

3.2 Détermination de la vitesse axiale des atomes par temps de vol

La vitesse axiale des atomes est un paramètre important qui déterminera la temps passé par les atomes à l'intérieur de la cavité ainsi que sous l'incident des faisceaux de déflection.

En raison du montage expérimental, la méthode choisie pour déterminer la vitesse axiale des atomes est d'utiliser le temps de vol T_v des atomes sur une distance D_v pour obtenir la vitesse moyenne des atomes sur cette distance.

La distance $D_v = 7,62cm$ correspond à la distance entre l'intersection entre les faisceaux de déflection et le jet atomique avec la cavité.

La mesure consiste à interrompre la déflection du jet atomique entre les temps t_0 et t_1 , cet intervalle est appelé pulse_duration_deflection puis prendre une image au temps t_2 . L'intervalle $t_2 - t_1$ est appelé time_to_shoot et correspond au temps attendu entre la reprise de la déflection et l'acquisition de l'image. Les figures 6 et 7 montrent l'évolution du nombre d'atomes fluorescents pour différentes valeurs de time_to_shoot. L'objectif est de voir le temps à partir duquel nous retrouvons un signal de fluorescence. Obtenant ainsi $T_v = t_2 - t_1$ le temps de trajet effectué par les atomes pour traverser les 7,62cm.

En sortie du ralentisseur Zeeman, les atomes ont une vitesse comprise entre $10m.s^{-1}$ et $100m.s^{-1}$ le temps de trajet est donc compris entre 0,762ms et 7,62ms.

Le temps d'exposition de la caméra doit être à maxima de l'ordre du temps de trajet pour pouvoir observer une variation d'intensité lumineuse provenant de la fluorescence.

Au début de mon stage, un temps d'exposition de 2ms ne nous permettait pas d'observer ce nuage atomique se déplacer en raison du faible rapport $\frac{Signal}{Bruit}$, des optimisations de ce rapport ont alors été effectuées notamment par l'optimisation de la déflection 3.3 et la réalisation d'un nouveau montage d'imagerie 3.4.

Les figures 6 et 7 présent l'évolution du nombre d'atomes en fonction de la valeur de time_to_shoot.

Le nombre d'atomes devient constant à partir de 2ms de temps avant déclenchement de la caméra.



FIGURE 6 – Nombre d'atomes observés à la caméra après mise en marche de la déflection en fonction du temps avant de prendre l'image (time_to_shoot) pour 3 valeurs de courant appliquées à la seconde bobine du ralentisseur Zeeman



FIGURE 7 – Nombre d'atomes normalisé observés à la caméra après mise en marche de la déflection en fonction du temps avant de prendre l'image (time_to_shoot) pour 3 valeurs de courant appliquées à la seconde bobine du ralentisseur Zeeman

Les pentes observées entre 0ms et 2ms sont les mêmes pour chaque valeur de courant de seconde bobine de ralentisseur Zeeman soit pour des vitesses atomiques différentes.

A ce jour, les améliorations réalisées nous permettent d'observer des variations d'intensité lumineuse suffisantes pour arriver estimer le temps de vol du nuage atomique. Cependant, une caractérisation du comportement temporel de la caméra reste à effectuer pour comprendre les dernières données.

3.3 Evolution du nombre d'atomes dans la cavité en fonction de l'intensité des faisceaux de Déflection 1 et 2

D'après l'équation 2.1.1 ainsi que les simulations réalisées pour déterminer la proportion d'atomes réalisant l'angle de 20° en fonction du rapport $\frac{I}{I_{sat}}$ des faisceaux de déflection montrées en figure 8



FIGURE 8 – Proportion d'atomes arrivant dans la cavité en fonction du rapport de l'intensité des faisceaux de déflection et de l'intensité de saturation

Au-delà de $4I_{sat}$, l'augmentation de l'intensité lumineuse n'a que peu d'effet. Une saturation est attendue même pour $\frac{3}{4}I_{sat}$, notamment pour les atomes les plus lents soit les valeurs les plus élevées du courant de la seconde bobine du ralentisseur Zeeman.



FIGURE 9 – Scan 2D du nombre d'atomes en fonction de l'intensité des faisceaux de déflection 1 et déflection 2

- Le nombre d'atomes dans la cavité croît avec l'intensité de déflection 1 et commence à saturer pour les plus grandes valeurs d'intensité de déflection 1.
- Le nombre d'atomes dans la cavité semble indépendant de l'intensité de déflection 2, qu'elle soit nulle ou non.

Une hypothèse est que le faisceau de déflection 1 ne permette pas aux atomes d'acquérir une vitesse transverse suffisamment importante pour que le faisceau de déflection 2 (désaccordé vers le rouge) entre en résonance avec la transition.

Dans le but de mettre à l'épreuve cette hypothèse, la puissance du faisceau de déflection a été augmentée dans le but d'observer la saturation du nombre d'atomes dans la cavité pour de hautes valeurs d'intensité de déflection 1.



FIGURE 10 – Nombre d'atomes fluorescent en fonction de l'intensité du fasiceau de déflection 1

Le nombre d'atomes fluorescent sature pour les plus hautes intensités du faisceau de déflection 1.

FIGURE 11 – Nombre d'atomes normalisé fluorescent en fonction de l'intensité du fasiceau de déflection 1

La normalisation du nombre d'atomes permet d'observer que l'augmentation du nombre d'atomes fluorescant dans la cavité se fait pour des intensités de faisceau de Dé-

flection 1 plus faibles lorsque le courant appliqué dans la seconde bobine du ralentisseur Zeeman augmente.

Ce résultat est attendu car lorsque le courant augmente dans cette bobine, le champ magnétique augmente et la vitesse axiale des atomes en sortie du ralentisseur est réduite.

De ce fait la vitesse transverse nécessaire pour réaliser l'angle de 20° est elle-même moins importante.

Pour notre faisceau d'intensité $I = \frac{3}{4}I_{sat}$, le nombre maximum de photons pouvant être aborbés lors de sa traversée (soit 0.1ms) est d'environ 6000 photons.

Pour réaliser un angle de 20° en ayant une vitesse axiale de $100m.s^{-1}$ un atome doit acquérir une vitesse transverse de $100m.s^{-1} * \tan(20) = 36, 4m.s^{-1}$ soit 3731 photons du faisceau de Déflection 1 absorbés sachant que la vitesse transverse acquise par photon absorbé vaut $\frac{\hbar \vec{k}}{m}$ avec \vec{k} le vecteur d'onde.

Dans le cas d'un jet atomique de vitesse axiale $10m.s^{-1}$, la vitesse transverse à acquérir est de seulement 3,64 $m.s^{-1}$ et est atteinte après l'absorption de 373 photons.

Cette vitesse transverse est donc acquise pour intensités du faisceau de déflection 1 inférieures lorsque les atomes sont plus lents. Expliquant ainsi la translation de la courbe vers les bases intensités.

D'après 11, en proportion, le nombre d'atomes fluorescant dans la cavité pour une intensité de faisceau Déflection 1 nulle est supérieure pour les vitesses les plus lentes. Ceci s'explique car si la distribution de vitesses transverses est conservée quelle que soit la vitesse axiale. Pour les vitesses axiales faibles, il y aura une plus grande proportion de vitesses transverses capables de réaliser cet angle de 20° car la vitesse transverse nécessaire pour y arriver est plus faible d'après 2.1.3.

À l'oeil, nous avons observé de la fluorescence avec le faisceau sonde dans une zone plus éloignée encore que celle de la cavité, ce qui sugère que certains atomes ont effectué un angle allant jusqu'à 40°. Montrant ainsi que l'utilisation du faisceau de déflection 2 leur serait utile pour ne pas être poussés plus loin que la cavité et ce contrairement à ce que montre la figure 9.

3.4 Amélioration du système d'imagerie

Initialement, une caméra placée proche de l'horizontal, observait la fluorescence des atomes illuminés par un faisceau sonde vertical, traversant la cavité laser par son axe longitudinal. L'ouverture numérique de ce montage était de 0,13

FIGURE 12 – Schéma du montage d'imagerie précédent

FIGURE 13 – Photographie de l'axe vue par la caméra sur l'ancien montage (sans les lentilles)

FIGURE 14 – Image prise par la caméra en utilisant l'ancien montage d'imagerie, contrairement au nouveau système d'imagerie, l'image est prise sur le côté du spacer qui est l'objet sur lequel repose la cavité laser. L'image est à retourner de $-\pi/2$ pour observer la cavité telle qu'on la voit à l'oeil

Dans le but d'améliorer le rapport $\frac{Signal}{Bruit}$ une autre méthode d'imagerie a été mise en place dont l'ouverture numérique est de 0,28.

La caméra est placée au-dessus de la cavité laser de façon à collecter les photons à 461nm émis par fluorescence. Ceci est possible car bien que la cavité soit hautement réfléchissante à 689nm (longueur des photons émis par superradiance), elle est faiblement réfléchissante (40%) à 461nm. Le faisceau sonde permettant la fluorescence est lui placé à l'horizontale.

FIGURE 15 – Schéma du nouveau montage d'imagerie

Ce nouveau dispositif permet au faisceau sonde de ne plus être diffusé par le spacer sur lequel repose la cavité et ainsi limiter le bruit induit.

FIGURE 16 – Image prise par la caméra, **sans** atomes, vue du dessus de la cavité, code couleur arbitraire (caméra en noir et blanc)

Le graphique du bas montre la projection de l'intensité lumineuse le long de l'axe orthogonal à celui du faisceau sonde, la courbe est quasiment constante car il n'y a pas d'atomes dans la cavité

FIGURE 17 – Image prise par la caméra, **avec** atomes, vue du dessus de la cavité, code couleur arbitraire (caméra en noir et blanc)

Le graphique du bas montre la projection de l'intensité lumineuse le long de l'axe orthogonal à celui du faisceau sonde, la courbe semble gaussienne ce qui correspond à la forme du faisceau sonde

Conclusion

La déflection est un paramètre restant encore à optimiser pour lequel notre compréhension s'est grandement accrue ces derniers mois. La mesure de la vitesse axiale par temps de vol n'est pas encore réalisée mais le nouveau montage d'imagerie semble promettant pour arriver à être suffisamment résolu en temps pour observer le nuage atomique se mouvoir.

Une fois la déflection très bien maitrisée, nous nous pencherons sur le SWAP cooling, le refroidissement transverse additionnel ainsi que les sur l'excitation adiabatique juste avant l'entrée dans la cavité. Ces techniques bien que déjà mises en place dans le montage expérimental devront être optimisées et notamment avec les paramètres optimaux de déflection et de ralentisseur Zeeman.

Une fois toutes ces techniques mises en place nous devrions commencer à observer la superradiance. L'aspect statistique de photons que nous devrons effectuer pour analyser les corrélations m'intéresse particulièrement. Il se fera à l'aide d'une photodiode à avalanche et nous permettra notamment de déterminer la fonction g_2 qui régit le laser superradiant continu. Nous pourrons également conclure sur l'hypothèse énoncé par l'équipe dans le papier théorique et qui suggère que les corrélations des photons suivent les corrélations des dipôles atomiques.

Je suis ravis de ce stage, j'ai énormément appris que ce soit sur la physique fondamentale ou appliquée avec notamment les techniques de refroidissement d'atomes par laser et la théorie de la superradiance continue.

J'ai également pu présenter un poster (Correlations and linewidth of the atomic-beam continuous superradiant laser) à la journée DIM QuanTiP. Ce fut mon premier exercice de ce genre et s'est avéré à la fois très intéressant et enrichissant.

Références

- [1] John P. BARTOLOTTA, Matthew A. NORCIA, Julia R. K. CLINE, James K. THOMP-SON et Murray J. HOLLAND : Laser cooling by sawtooth-wave adiabatic passage. *Physical Review A*, 98(2):023404, août 2018.
- [2] Bruno LABURTHE-TOLRA, Ziyad AMODJEE, Benjamin PASQUIOU et Martin Robert-de SAINT-VINCENT : Correlations and linewidth of the atomic beam continuous superradiant laser. *SciPost Physics Core*, 6(1):015, mars 2023.
- [3] Harold J. METCALF et Peter VAN DER STRATEN : *Laser Cooling and Trapping*. Graduate Texts in Contemporary Physics. Springer, New York, NY, 1999.
- [4] J. SÖDING, R. GRIMM, Yu. B. OVCHINNIKOV, Ph. BOUYER et Ch. SALOMON : Short-Distance Atomic Beam Deceleration with a Stimulated Light Force. *Physical Review Letters*, 78(8):1420–1423, février 1997.