

**Thèse de doctorat de l'Université de Lille****Spécialité doctorale « Physique des atomes froids »**

Présentée par

**Samir ZEMMOURI**

pour obtenir le grade de docteur de l'université de Lille

Sujet de la thèse :

**Développement et réalisation d'un dispositif expérimental permettant  
la production d'un condensat de Bose Einstein de Potassium 41**

soutenue le 13 décembre 2019

Composition du jury :

M.	<b>Jean-Claude GARREAU</b>	CNRS Université de Lille	Président du jury
M.	<b>Fetah BENABID</b>	CNRS Université de Limoges	<i>Rapporteur</i>
M.	<b>Vincent JOSSE</b>	Institut d'Optique Graduate School	<i>Rapporteur</i>
M.	<b>Hans LIGNIER</b>	Université Paris-Sud	<i>Examineur</i>
M.	<b>Pascal SZRIFTGISER</b>	CNRS Université de Lille	<i>Directeur de thèse</i>
M.	<b>Radu CHICERANU</b>	CNRS Université de Lille	<i>Co-directeur de thèse</i>

# Contents

<b>Remerciement</b>	<b>4</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>7</b>
<b>1 Kicked Rotor et CBS</b>	<b>11</b>
1.1 Rotateur Pulsé et chaos quantique . . . . .	13
1.1.1 Rotateur Pulsé . . . . .	13
1.1.1.1 Rotateur Pulsé Classique . . . . .	13
1.1.1.2 Rotateur Pulsé Quantique . . . . .	16
1.1.2 Dispositif expérimental . . . . .	19
1.1.2.1 MOT (Magneto Optical Trap) et préparation du nuage . . . . .	19
1.1.2.2 L'Onde Stationnaire pour créer le potentiel sinusoïdal . . . . .	20
1.1.2.3 Dispositif de mesures . . . . .	22
1.2 Doublement de la probabilité de retour . . . . .	25
1.2.1 Introduction . . . . .	25
1.2.2 Analogie avec le système du Rotateur Pulsé . . . . .	27
1.2.3 Simulation numérique . . . . .	28
1.2.3.1 Augmentation de la probabilité de retour . . . . .	28
1.2.3.2 Méthode permettant d'observer l'augmentation de la probabilité de retour . . . . .	30
1.2.4 Observation expérimentale du doublement de la probabilité de retour . . . . .	34
1.2.5 Mise en évidence de la cohérence du doublement de la probabilité de retour . . . . .	35

<b>2</b>	<b>Vers la Condensation de Bose Einstein du Potassium 41</b>	<b>40</b>
2.1	Introduction . . . . .	41
2.1.1	Le choix du potassium 41 . . . . .	41
2.1.2	Le principe de refroidissement utilisé . . . . .	42
2.1.3	Positionnement du probleme . . . . .	44
2.2	Structure du $^{41}K$ . . . . .	46
2.3	Refroidissement Doppler et sub-Doppler du $^{41}K$ . . . . .	49
2.3.1	MOT 2D . . . . .	49
2.3.1.1	Description du dispositif . . . . .	49
2.3.1.2	Système optique . . . . .	50
2.3.1.3	Séquence de refroidissement . . . . .	51
2.3.2	MOT 3D . . . . .	54
2.3.2.1	Description du dispositif . . . . .	54
2.3.2.2	Bobines de champ magnétique . . . . .	57
2.3.2.3	Système optique . . . . .	58
2.3.2.4	Séquence de refroidissement . . . . .	60
2.3.3	CMOT . . . . .	62
2.3.4	Mélasse grise . . . . .	64
2.3.4.1	Principe de la mélasse grise . . . . .	65
2.3.4.2	Séquence de refroidissement . . . . .	67
2.4	Vers la condensation de Bose Einstein . . . . .	70
2.4.1	Evaporation Magnétique . . . . .	70
2.4.2	Evaporation Optique . . . . .	75
2.4.3	Condensation de Bose Einstein . . . . .	75
<b>3</b>	<b>Système Lasers</b>	<b>77</b>
3.1	Système Laser fibré . . . . .	79
3.1.1	Ligne Laser D2 . . . . .	79
3.1.2	Ligne Laser D1 . . . . .	82
3.1.3	Une tentative de contrôle de la quantité de puissance doublé avec le ballaste . . . . .	83
3.2	Système de doublage . . . . .	86
3.2.1	Doublage en fréquence . . . . .	86
3.2.2	Calibration en puissance doublée par mesure de battement . . . . .	88
3.2.3	Calibration des ratios de puissance à partir des spectres d'absorption saturée . . . . .	95
3.2.3.1	Absorption saturée du potassium . . . . .	95

3.2.3.2	Calibration des ratios de puissance à l'aide de l'absorption saturée . . . . .	96
3.2.4	Montage en espace libre . . . . .	100
3.3	Asservissement en fréquence sur une raie d'acetylene a 1534 nm .	107
3.3.1	Absorption saturée sur la raie P(15) de l'Acétylène . . . . .	108
3.3.2	Description du montage . . . . .	111
3.4	Validation du cahier des charges des systèmes lasers . . . . .	113
3.4.1	Les puissances optiques . . . . .	113
3.4.2	Le désaccord des fréquences . . . . .	115
	<b>Conclusion générale</b>	<b>119</b>
	<b>Annexes</b>	<b>122</b>
	Système d'asservissement . . . . .	122
	Publication . . . . .	126
	Article soumis . . . . .	133
	<b>Bibliographie</b>	<b>147</b>

# Remerciement

Dans un premier temps, je souhaite remercier l'école doctorale SMRE ainsi que le laboratoire PhLAM pour m'avoir donné la possibilité d'effectuer cette thèse. Je remercie l'équipe chaos quantique composée de Pascal Szriftgiser, Jean-Claude Garreau, Radu Chicereanu, Jean-François Clement, Denis Bacquet et Adam Rançon pour m'avoir accueilli.

Je remercie mon directeur de thèse Pascal ainsi que mes encadrants Radu et Jeff pour avoir supervisé mon travail et surtout, pour m'avoir laissé travailler en autonomie avec beaucoup d'indépendance. Je les remercie pour la confiance qu'ils m'ont accordée sur mon travail et les différents choix technique que j'ai faits au cours de ma thèse.

Je remercie les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail. Je remercie les rapporteurs Vincent Josse et Fetah Benabid pour avoir pris le temps de lire avec attention mon manuscrit. Je les remercie pour leur présence le jour de ma soutenance et pour les questions qu'ils m'ont posées. Je remercie également Hans Lignier pour avoir examiné cette thèse et pour ses questions. Enfin je remercie Jean-Claude Garreau pour avoir présidé la soutenance.

Merci Denis pour m'avoir initié et formé aux systèmes lasers. Tu es une personne super compétente et tu m'as beaucoup appris, je te souhaite plein de bonheur pour la suite.

Je remercie particulièrement mon ami Isam Manai qui est comme un frère pour moi, il a toujours été présent quand j'ai eu besoin de son aide et m'a toujours soutenu. Je remercie Charbel Cerfan pour avoir repris mes travaux et avoir produit le MOT avec mes lasers. Merci Maxime Denis pour ces 5 mois de stage que tu as passés dans mon bureau c'était vraiment top, on a passé tant de bons moments mon \*\*\*\*\* des bois. A vous trois, je souhaite plein de réussite sur la manip en espérant que vous obtiendrez bientôt un condensat.

Je voudrais remercier l'atelier électronique et particulièrement Michel et Christian pour leur contribution sur les systèmes d'asservissements mais aussi et surtout

pour tous ces fous rires, vous m'avez apporté beaucoup humainement.

Je remercie tout le personnel administratif du laboratoire pour leur disponibilité et leur sympathie.

Merci à Gauthier Dekyndt pour ton professionnalisme et ta contribution notamment lors de la réalisation des bobines.

Je remercie mes parents pour leur soutien et leur confiance inébranlable.

Enfin et surtout je remercie Cepaye pour tous ce qu'elle a fait pour moi notamment lors de la période de rédaction. Sans ton soutien et ton affection, je ne serai jamais venu à bout de ce manuscrit. Je n'oublierai jamais ce que tu as fait pour moi et je te suis éternellement reconnaissant.

*à mes enfants Yassin et Sybille...*

# Introduction générale

## Localisation d'Anderson et rotateur pulsé

En 1958, Anderson propose un modèle dans lequel, la diffusion des électrons n'est plus possible dans un milieu désordonné si le niveau de désordre y est trop important. C'est la localisation d'Anderson [1]. En effet le phénomène de conduction des électrons dans un milieu est un phénomène de diffusion. La théorie de Bloch [2] montre que dans un cristal (milieu ordonné), les fonctions d'ondes électroniques sont délocalisées dans le système. Néanmoins, lorsqu'il y a des impuretés dans le milieu, on observe que la conductivité du milieu diminue. L'augmentation du nombre d'impuretés provoque la localisation des fonctions d'ondes électroniques de manière exponentielle rendant le milieu complètement isolant. Lors de sa publication en 1958 le modèle d'Anderson n'a pas été remarqué. Dans les années 1970, l'étude des phénomènes de transport dans les milieux désordonnés ont permis à la communauté scientifique de mesurer l'importance de son modèle lui valant le prix Nobel de Physique en 1977. Aujourd'hui, ce modèle est toujours étudié et, l'intérêt qui lui est porté va bien au-delà du cadre de la physique du solide. On cherche ainsi, par exemple, à répondre à des questions ouvertes qui n'ont pas trouvé des réponses dans le contexte original de la matière condensée.

Il existe plusieurs façons d'étudier la localisation d'Anderson avec par exemple des ultrasons [3], des micro-ondes [4], ou, de la lumière [5] [6] dans des milieux désordonnés. Depuis les années 2000, dans l'équipe de Lille, cette problématique est étudiée avec des atomes froids en utilisant le modèle du rotateur pulsé. Les ondes électroniques sont alors modélisées par la fonction d'onde des atomes et le milieu désordonné par la présence de lasers formant une onde stationnaire. Le choix des atomes froids est légitime puisqu'il présente des avantages comme le contrôle des paramètres de désordre ainsi que la possibilité avec les résonances de Feshbach [7] de pouvoir contrôler ou d'annuler les interactions



entre les atomes. L'équipe de Lille utilisait jusqu'à maintenant un piège magnéto-optique de Césium qui a permis d'observer la localisation à 1D [8], 2D [9], et la transition de phase à 3D [10]. Néanmoins le dispositif expérimental a atteint certaines limites. En effet, dans le piège magnéto-optique, la température des atomes est trop élevée pour avoir des conditions initiales sur les états des atomes qui soient optimales et, la décohérence limite la durée des expériences.

## **La condensation de Bose Einstein**

En 1985, grâce à l'utilisation du refroidissement Doppler [11], le premier piège magnéto-optique de Sodium apparaît [12] donnant naissance au domaine des atomes froids. Même s'il permet d'interroger les propriétés de la matière, le piège magnéto-optique montre ses limites liées notamment à la décohérence et aux états initiaux des atomes qui sont impactés par la température du nuage encore trop élevée. Les techniques de refroidissements Sisyphes [13] [14][15] [16] [17] [18] permettent d'atteindre des températures plus basses mais pas suffisantes pour obtenir la transition de phase qu'est la condition de Bose Einstein. Celle-ci permet d'avoir un nuage d'atomes dans le même état quantique permettant des conditions expérimentales optimales avec une faible décohérence. C'est grâce aux techniques évaporatives qu'en 1995 le monde voit naître le premier condensat de Bose Einstein de Rubidium [19] valant à Cornell et Wieman le prix Nobel en 2001 qui est partagé avec Ketterle qui a produit le premier condensat de Sodium la même année [20]. Depuis, d'autres espèces atomiques ont été utilisées pour produire des condensats de Bose Einstein [21][22][23][24] [25][26] [27] [28][29].

## **Le système laser un élément déterminant dans le refroidissement des atomes**

Pour les phases de refroidissement Doppler et sub-Doppler qui précèdent le refroidissement évaporatif, les lasers jouent un rôle majeur puisqu'ils sont l'outil qui permet le refroidissement des atomes. Les atomes utilisés pour la condensation de Bose Einstein sont des alcalins et présentent des transitions atomiques qui sont à des fréquences deux fois supérieures à celles utilisées dans les TELECOM. Les technologies laser développées pour ces longueurs d'ondes ne sont par conséquent pas développées ce qui limite les puissances optiques mises à disposition pour le

refroidissement des atomes. Ces limites techniques ont pour conséquence de limiter le nombre d'atomes refroidis et in fine le nombre d'atomes condensés. Le nombre d'atomes est un paramètre important dans un condensat de Bose Einstein puisqu'il est directement lié à l'amplitude du signal issue des expériences. L'augmentation de la taille des condensats permettrait d'avoir de meilleures conditions expérimentales.

L'objectif de cette thèse est de trouver une nouvelle façon de produire les lasers utilisés pour le refroidissement afin de repousser les limites techniques qui restreignent actuellement la taille des condensats.

## **Le choix du Potassium**

L'utilisation des fréquences TELECOM pour la réalisation des systèmes Lasers limite les candidats à la condensation au Rubidium et au Potassium. Le Rubidium est le meilleur candidat pour arriver à la condensation néanmoins, il présente un inconvénient. Les résonances de Feschbach qui permettent de contrôler les interactions entre les atomes sont très étroites pour le Rubidium. A terme l'équipe envisage de travailler sur le rotateur pulsé avec interactions ce qui fait de l'atome de Potassium le meilleur candidat.

## **Plan de la Thèse**

Les travaux de cette thèse ont été réalisés dans le laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules dans l'équipe de Pascal SZRIFTGISER. La conception et la réalisation des différentes parties de l'expérience ont débuté au commencement de cette thèse. Au terme de mon travail au sein de l'équipe, le doctorant Charbel CHERFAN nous a rejoint et nous avons pu obtenir un piège magnéto-optique de Potassium 41 ce qui annonce des résultats prometteur quant à l'obtention d'un Condensat de Bose Einstein de Potassium 41. Cette thèse se compose de trois chapitres.

## **Chapitre 1**

Dans un premier temps nous présentons le modèle du rotateur pulsé. Ensuite nous présentons le dispositif expérimental du piège magnéto-optique de Césium, nous expliquons comment étudier le modèle du rotateur pulsé avec les atomes de

Césium. Enfin nous présentons l'étude du phénomène de doublement de la probabilité de retour qui est un précurseur du phénomène de localisation faible. Pour finir nous montrons comment utiliser ces résultats pour quantifier la décohérence d'un dispositif expérimental d'atomes froids. Ce travail a permis la publication d'un article (voir annexe).

## **Chapitre 2**

Dans un deuxième chapitre nous présentons les propriétés de l'atome de Potassium 41 ainsi que les différents choix techniques pour chacune des étapes de refroidissement des phases optiques aux phases évaporatives. Pour chaque étape nous présentons le dispositif et les séquences de refroidissement afin d'établir un cahier des charges pour le système laser qui sera présenté dans le chapitre 3.

## **Chapitre 3**

Dans le troisième chapitre qui représente le travail majeur de cette thèse, le système lasers est expliqué de manière détaillée afin de répondre aux besoins établis pour le refroidissement de l'atome de Potassium 41. Ce travail représente la partie innovante de cette thèse. Les différentes difficultés rencontrées et les solutions utilisées sont présentées et notamment celles liées aux phénomènes non-linéaires issus du doublage en fréquence.

# **Chapitre 1**

## **Kicked Rotor et CBS**

## Introduction

Depuis l'introduction de la Mécanique Quantique au début du XX<sup>e</sup> siècle, on a compris que la matière pouvait se comporter de manière ondulatoire [30]. Elle dispose alors des mêmes propriétés qu'une onde et notamment celle de pouvoir interférer.

Les interférences quantiques d'ondes de matière sont à l'origine de nombreux phénomènes tels que la localisation faible ou la localisation d'Anderson. Nous nous intéressons à un aspect de la localisation faible : le phénomène de doublement de la probabilité de retour. Lorsqu'on place une particule dans un milieu désordonné, la particule aura une probabilité isotrope de se trouver à n'importe quelle position de l'espace sauf, pour la position initiale où, dans le cas quantique, la particule aura une probabilité deux fois plus élevée. Ce doublement de probabilité est dû à des interférences quantiques entre ondes de matières. Pour pouvoir étudier ce phénomène, l'utilisation des atomes froids est pertinente puisqu'elle permet à la matière d'être physiquement traitée de manière quantique.

L'équipe chaos quantique du laboratoire PhLAM dans laquelle j'ai effectué ma thèse dispose, depuis 1998, d'un dispositif expérimental d'atomes froids qui étudie la physique du rotateur Pulsé. Le modèle du rotateur Pulsé permet d'étudier différents phénomènes physiques tels que la localisation d'Anderson [1].

L'objectif de ce chapitre est d'observer à l'aide de ce dispositif expérimental le doublement de la probabilité de retour dans le cadre du rotateur Pulsé. Dans un premier temps nous introduisons la physique du rotateur Pulsé ainsi que les éléments principaux du dispositif expérimental. Ensuite nous expliquons les principes physiques qui permettent de comprendre le doublement de la probabilité de retour. Enfin, nous présentons comment expérimentalement nous l'avons observé et nous présenterons les résultats expérimentaux.

## 1.1 Rotateur Pulsé et chaos quantique

Le chaos quantique peut se définir comme un système quantique dont l'équivalent classique est chaotique, c'est-à-dire comme un système dont l'évolution est extrêmement sensible aux conditions initiales. Le modèle du Rotateur Pulsé permet d'avoir un système de type chaos quantique. Nous introduisons le modèle physique du Rotateur Pulsé. Nous commençons par une approche classique pour donner une vision simple et intuitive du modèle. Ensuite, nous abordons l'équivalent quantique dans lequel certains outils classiques ne sont plus pertinents. Nous introduisons alors d'autres outils qui permettent de comprendre la physique du Rotateur Pulsé quantique. Nous verrons les différents aspects du dispositif expérimental qui permettent de l'étudier avec un nuage d'atomes froids.

### 1.1.1 Rotateur Pulsé

#### 1.1.1.1 Rotateur Pulsé Classique

Le système du Rotateur Pulsé classique est décrit par une particule d'impulsion  $P$  en évolution libre sur un axe à laquelle on applique de manière périodique dans le temps un potentiel sinusoïdal pulsé (figure 1.1.1).

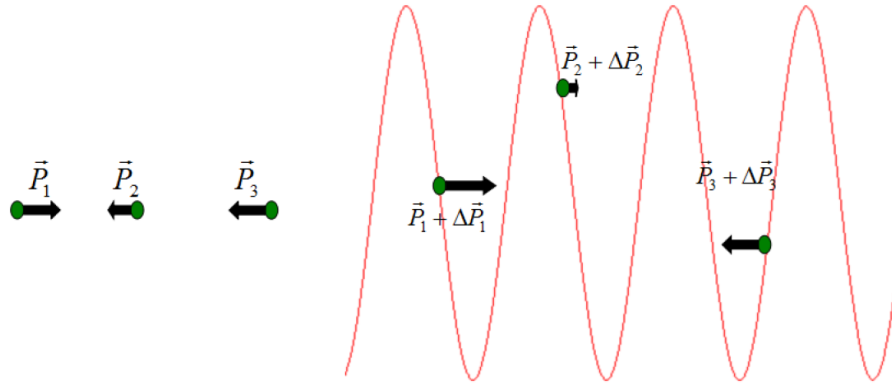


FIGURE 1.1.1: Représentation simple du modèle du kicked rotor classique

La forme de ce potentiel est donnée par l'Hamiltonien 1.1.1 où  $p$  est l'impulsion,  $x$  la position,  $T$  la période entre chaque pulse appelé "kick",  $\Lambda$  la période spatiale du potentiel et  $V_0$  son amplitude.

$$H = \frac{p^2}{2m} + V_0 \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right) \sum_n \delta(t - nT) \quad (1.1.1)$$

Pour faciliter l'étude qui va suivre, on utilise l'hamiltonien réduit 1.1.2 car il met en évidence le fait que le système soit gouverné par un seul paramètre  $K$ , où  $K$  est un coefficient proportionnel à l'intensité du potentiel. Entre chaque kick, la particule évolue librement et se déplace sur l'axe des  $X$ . On déduit alors qu'à chaque kick elle a une position différente, elle voit un potentiel différent et subit une force qui dépend de  $K$ .

$$H = \frac{P^2}{2} + K \cos(X) \sum_n \delta(t - nT) \quad (1.1.2)$$

On vient de voir qu'entre chaque kick la particule est en évolution libre, on définit alors  $X_t$  et  $P_t$  la position et l'impulsion juste après le  $n^{\text{ième}}$  kick. On cherche à connaître l'évolution de ces deux paramètres. A partir des équations d'Hamilton, on déduit les relations de récurrence 1.1.3 et 1.1.4 entre la position et l'impulsion de la particule. Ces relations de récurrence introduites par Chirikov sont connues sous le nom d'Application Standard [31].

$$X_t = X_{t-1} + P_t \quad (1.1.3)$$

$$P_t = P_{t-1} + K \sin(X_t) \quad (1.1.4)$$

Ces équations montrent que le seul paramètre qui influe sur le système est le paramètre  $K$ . Celui-ci est proportionnel à la force que subit la particule à chaque kick. On simule numériquement l'évolution de la particule dans l'espace des phases de  $[X, P]$  modulo  $2\pi$ . Le portrait de phase permet d'observer un comportement soit régulier soit chaotique. Cet aspect est la raison pour laquelle on utilise ce modèle. Pour nos simulations nous avons :

- 20 conditions initiales choisies de manière aléatoire
- $n = 2000$  kicks
- différentes valeurs de  $K$

On observe l'évolution de la position et de l'impulsion de la particule au fur et à mesure que  $K$  augmente. Pour  $K$  égal à 0, on observe dans la figure 1.1.2a des trajectoires ouvertes, c'est-à-dire que pour une condition initiale donnée,  $X$  parcourt l'intervalle  $[0, 2\pi]$  mais  $P$  reste constant ce qui est logique puisque la particule est en évolution libre et ne reçoit pas d'énergie. On augmente  $K$  de 0.5 et on observe dans la figure 1.1.2b l'apparition de trajectoires régulières représentées

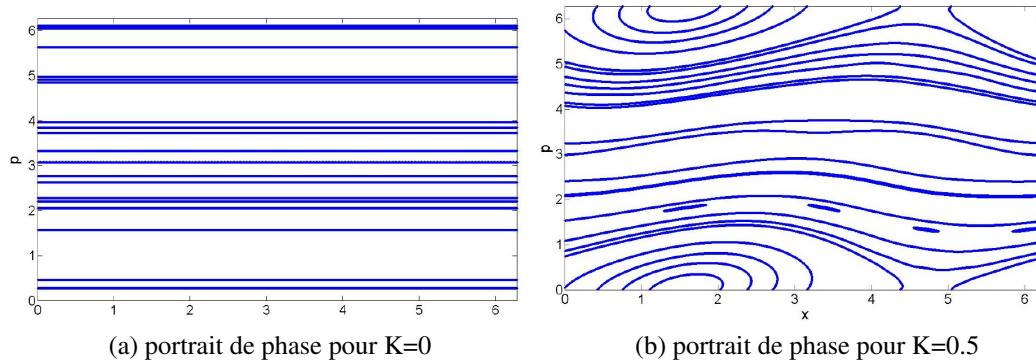


FIGURE 1.1.2: Portrait de phase du rotateur Pulsé classique pour différentes valeurs de  $K$  en régime non chaotique

par des ellipses qui sont des îlots de résonance et qui correspondent à l'enroulement de trajectoires. Physiquement, la particule oscille autour du centre de cette ellipse.

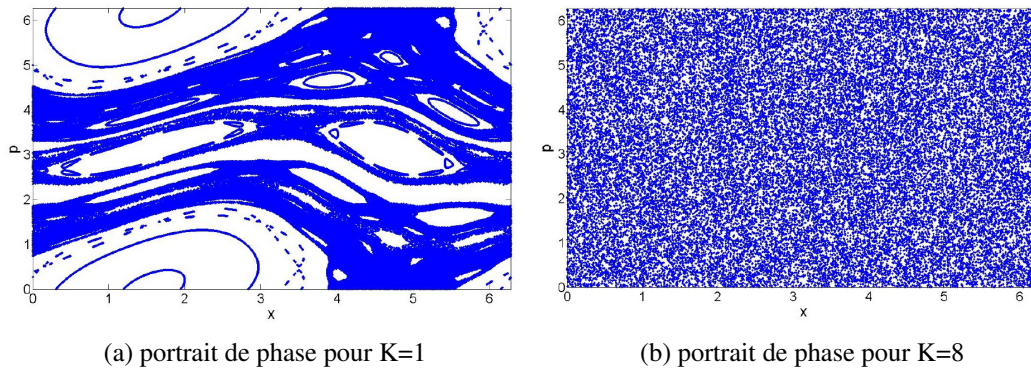


FIGURE 1.1.3: Portrait de phase du kicked rotor classique pour différentes valeurs de  $K$  en régime chaotique

Lorsqu'on augmente encore  $K$ , on observe dans la figure 1.1.3a que pour  $K$  égale à 1 il y a des zones où les trajectoires ne sont plus régulières. Elles correspondent à des zones de chaos. Enfin lorsqu'on augmente  $K$  à 8 on observe sur la figure 1.1.3b que le régime est complètement chaotique.  $K$  est appelé paramètre stochastique. Pour  $K \geq 5$ , le Rotateur Pulsé est approprié pour l'étude du chaos



quantique puisque sa limite classique est chaotique.

### 1.1.1.2 Rotateur Pulsé Quantique

Dans le cas classique, l'évolution de la particule était représentée par le couple position-impulsion. Dans le cas quantique, l'état de la particule est donné par la fonction d'onde  $|\Psi(t)\rangle$ . L'hamiltonien quantique auquel est soumise la particule est :

$$\hat{H}(t) = \frac{\hat{p}^2}{2} + K \cos(\hat{X}) \sum \delta(t - nT) \quad (1.1.5)$$

On introduit deux variables réduites :

$$K = \frac{4\pi^2 TV_0}{m\Lambda^2} \quad (1.1.6)$$

appellée paramètre stochastique dans la partie précédente et

$$\bar{k} = \frac{4\pi^2 \hbar T}{m\Lambda^2} \quad (1.1.7)$$

appellée constante de Planck réduite [32]. L'évolution de  $|\Psi(t)\rangle$  est régie par l'équation de Schrodinger 1.1.8.

$$i\bar{k} \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle = \hat{H}(t) |\Psi(t)\rangle \quad (1.1.8)$$

Nous nous intéressons à la dynamique du système après chaque kick, on va discrétiser le temps de manière à ce que  $t = n$  correspond à l'instant juste avant le kick  $n + 1$ . L'hamiltonien étant périodique dans le temps, on définit un opérateur évolution  $U$  entre chaque kick. On décompose  $U$  comme l'application successive d'un opérateur évolution associé au kick diagonal en X et d'un opérateur évolution associé à la propagation libre diagonal en P comme le montre l'équation 1.1.9 où  $\hat{U}_{prop}$  et  $\hat{U}_{kick}$  sont définie en 1.1.10 et 1.1.11

$$|\Psi(n+1)\rangle = \hat{U}_{prop} \hat{U}_{kick} |\Psi(n)\rangle \quad (1.1.9)$$

$$\hat{U}_{prop} = \exp(-i \frac{\hat{p}^2}{2\bar{k}}) \quad (1.1.10)$$

$$\hat{U}_{kick} = \exp(-i \frac{K \cos(\hat{X})}{\bar{k}}) \quad (1.1.11)$$

A partir de cette équation, on simule numériquement l'évolution de  $|\Psi(n)\rangle$ . Quatre étapes sont nécessaires pour appliquer l'opérateur d'évolution  $U = U_{prop} U_{kick}$  :

- on fait une FFT (transformée de Fourier) de  $|\Psi(n)\rangle$  pour être dans l'espace des positions
- on applique  $U_{kick}$
- on fait une FFTI (transformée de Fourier inverse) pour revenir dans l'espace des impulsions
- on applique  $U_{prop}$

En répétant  $n$  fois cette opération on connaît la fonction d'onde à  $n$  kicks . L'état initial de  $|\Psi_P(n)\rangle$  pourrait être pris d'impulsion nulle mais cette approche n'est pas réaliste avec l'expérience. Pour être le plus réaliste possible on utilise une distribution gaussienne centrée en  $P = 0$ .

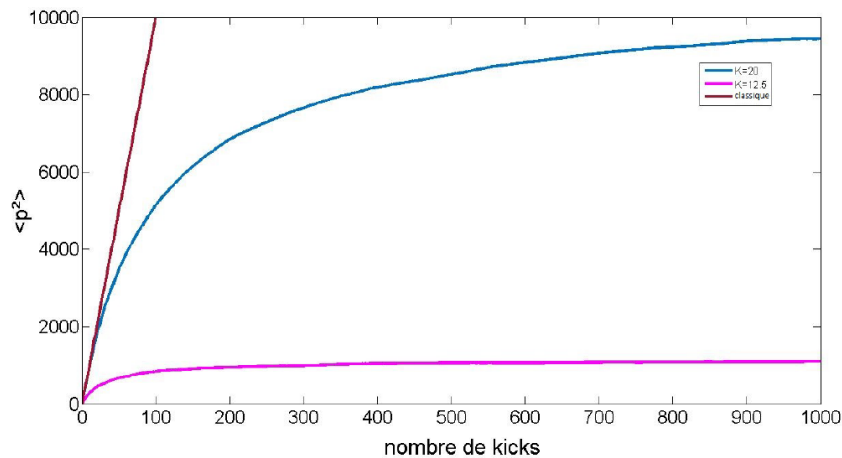


FIGURE 1.1.4: Evolution de  $\langle p^2 \rangle$  en fonction du nombre de kicks pour  $K = 20$  et  $K = 12.5$  avec  $kbar = 1.5$  dans le cas quantique et  $\langle p^2 \rangle$  pour  $K = 20$  dans le cas classique (simulation numérique)

On cherche à observer les différences entre le cas classique et le cas quantique. On trace la moyenne du carré de l'impulsion  $\langle p^2 \rangle$  qui est proportionnelle à l'énergie cinétique de la particule (figure 1.1.4). Dans un premier temps, on observe que dans le cas quantique (courbes bleu et rose),  $\langle p^2 \rangle$  augmente linéairement avec le nombre de kicks : on est dans un régime diffusif, l'énergie de l'atome augmente à chaque kick. Ensuite on observe que  $\langle p^2 \rangle$  converge vers une valeur  $p_{loc}^2$  on entre dans un régime dit localisé [1] où l'énergie de l'atome n'augmente plus. Dans la figure 1.1.5 on observe les distributions en impulsion de la fonction d'onde au 20<sup>ième</sup> kick, au 500<sup>ième</sup> kick et au 1000<sup>ième</sup> kick. A 20 kicks, on observe que la distribution est gaussienne, caractéristique du régime diffusif. A 500 kicks et à 1000

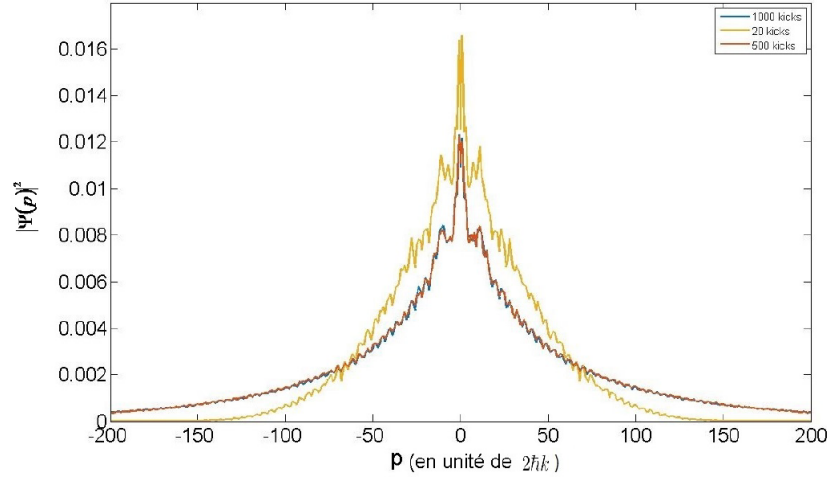


FIGURE 1.1.5: Distribution en impulsion de la fonction d'onde des atomes pour  $K = 20$  et  $\bar{k} = 1.5$  pour  $t = 15$  kicks,  $t = 500$  kicks et 1000 kicks (simulation numérique)

kicks, la distribution est de la forme 1.1.13 caractéristique du régime localisé. Ces deux distributions sont quasiment identiques, ce qui montre bien que le système est localisé et n'évolue plus après 500 kicks pour le couple ( $K=20$ ,  $kbar = 1.5$ ).

La droite violette de la figure 1.1.4 représente l'évolution de l'énergie cinétique dans le cadre du rotateur Pulsé classique, celle-ci est diffusives et ne converge pas. Une différence fondamentale entre le Rotateur Pulsé classique et le Rotateur Pulsé quantique est la saturation de l'énergie cinétique de la particule dans le cas quantique. On superpose deux courbes de  $\langle p^2 \rangle$  pour des valeurs de  $\frac{K}{\bar{k}}$  différentes. On observe que plus  $\frac{K}{\bar{k}}$  est grand, plus on localise lentement selon le temps de localisation :

$$t_{loc} = \frac{K^2}{\bar{k}^2}. \quad (1.1.12)$$

$$|\Psi(p)|^2 \propto e^{-\frac{|p|}{p_{loc}}} \quad (1.1.13)$$

Maintenant que nous avons compris les caractéristiques essentielles du Rotateur Pulsé, notamment l'apparition de chaos dans le cas classique et l'apparition d'un phénomène de localisation dans le cas quantique, on va s'intéresser au dispositif expérimental utilisé par notre équipe.

## 1.1.2 Dispositif expérimental

L'objectif de l'expérience est de pouvoir étudier le Rotateur Pulsé quantique avec des atomes froids de Césium et un potentiel optique sinusoïdal Pulsé dans le temps.

On décompose l'expérience en trois phases, dans un premier temps on refroidit et on piège des atomes de césium. Ensuite les atomes sont "kické" à l'aide d'une onde stationnaire. Enfin, on mesure la distribution en impulsion des atomes par temps de vol. Dans cette partie nous tentons d'expliquer succinctement ces trois étapes.

### 1.1.2.1 MOT (Magneto Optical Trap) et préparation du nuage

Pour atteindre des températures suffisamment basse, on refroidit les atomes en deux étapes à l'aide de 3 faisceaux lasers rétro-réfléchis dans les trois directions de l'espace, comme le montre la figure 1.1.6.

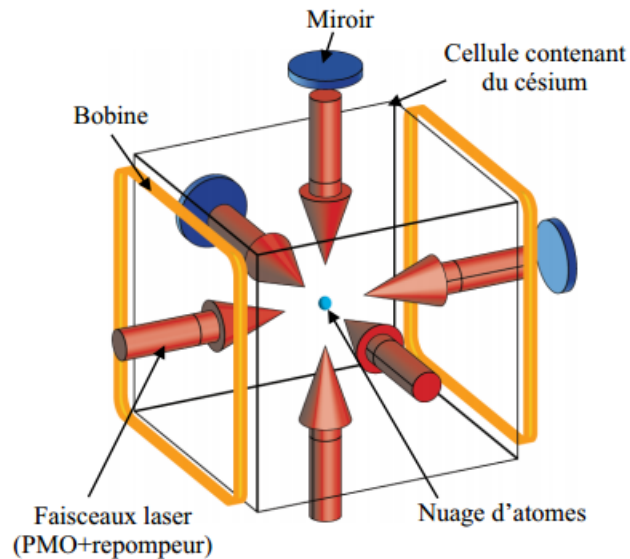


FIGURE 1.1.6: Représentation spatiale des faisceaux lasers utilisés pour le refroidissement des atomes de Césium.

Dans un premier temps, à l'aide des lasers et d'un champ magnétique appliqué

à partir de bobines en configuration anti-Helmholtz, on utilise le refroidissement Doppler [33] sur la transition  $|6^2S^{1/2}F = 4\rangle \rightarrow |6^2P^{3/2}F = 5\rangle$  à 852 nm de la figure 1.1.7 pour arriver à piéger les atomes à une température de quelques centaines de  $\mu K$ . Un faisceau repompeur est utilisé pour la transition  $|6^2S^{1/2}F = 3\rangle \rightarrow |6^2S^{1/2}F = 4\rangle$  représenté sur la figure 1.1.7. Ce faisceau permet de remettre les atomes qui ont subi les transitions  $|6^2S^{1/2}F = 4\rangle \rightarrow |6^2P^{3/2}F = 4\rangle$  puis  $|6^2P^{3/2}F = 4\rangle \rightarrow |6^2S^{1/2}F = 3\rangle$  dans le cycle de refroidissement. Une fois le refroidissement Doppler terminé, la température est de l'ordre de 100  $\mu K$ , on utilise la méthode de refroidissement Sisyphe [33] pour atteindre une température de quelques  $\mu K$ . Lorsque cette étape est terminée on arrête le repompeur.

Dans la deuxième étape, qui est spécifique à notre dispositif expérimental, on souhaite sélectionner spatialement une partie des atomes car le potentiel sinusoïdal vu en première partie est une onde stationnaire verticale qui possède une largeur gaussienne. Si on veut que les atomes du nuage voient le même K, il faut que la largeur de ce nuage soit très petite devant la largeur de la gaussienne. Pour ce faire, on ajoute alors dans l'axe vertical un faisceau laser appelé *petit repompeur* qui est extrait du faisceau repompeur. Ce faisceau permet aux atomes qui sont à l'intérieur de rester piégés, les autres atomes, n'étant plus repompés, n'interagissent plus avec les lasers du MOT et tombent à cause de la gravité. Le système de détection étant en dessous de la mélasse optique, ces atomes peuvent néanmoins perturber les mesures, il y a un faisceau appelé *faisceau pousseur* introduit dans l'axe horizontal en dessous de la mélasse optique qui pousse les atomes qui tombent vers les parois de la chambre. Ainsi, ces atomes ne perturbent pas les mesures. Après toutes ces phases de préparation du nuage, on commence à appliquer le potentiel sinusoïdal Pulsé dans le temps sur les atomes.

### 1.1.2.2 L'Onde Stationnaire pour créer le potentiel sinusoïdal

L'onde stationnaire est produite à partir de deux faisceaux lasers contra-propageants issus d'une même source laser. Nous allons donner les caractéristiques de cette onde stationnaire et le dispositif expérimental qui permet de la réaliser. Le rôle de l'onde stationnaire est d'être vu comme un potentiel sinusoïdal par les atomes. Dans le cadre de l'interaction laser-atome, deux forces sont mises en jeu. La force de pression de radiation qui repose sur l'absorption du laser par les atomes lorsque celui-ci est proche de la résonance avec une transition de l'atome, correspondant à la force utilisée dans le refroidissement laser d'atomes. L'autre force mise en jeu par l'interaction laser atomes est la force dipolaire, c'est une force conservative qui est dominante lorsque la fréquence du laser est éloignée de la fréquence de ré-

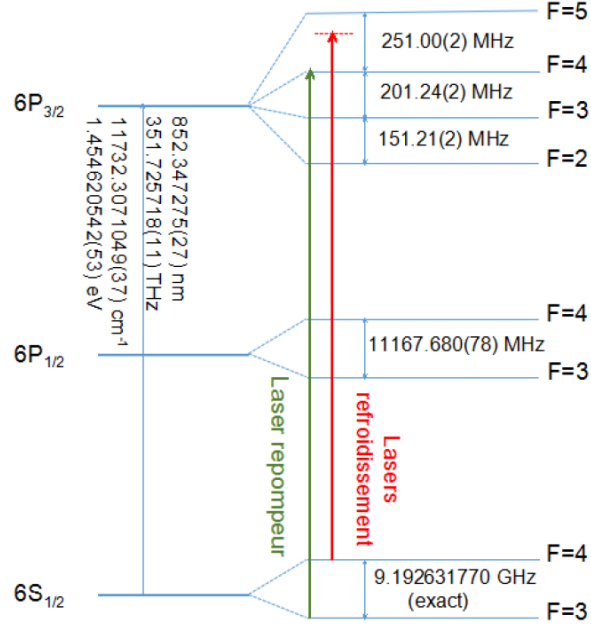


FIGURE 1.1.7: Structure des niveaux atomiques de l'atome de Césium

sonance de la transition des atomes. Cette force étant conservative, on lui associe un potentiel qui, dans le formalisme de l'atome habillé [34], a la forme :

$$V = \frac{1}{2}(\hbar\Gamma_0)\left(\frac{I}{I_S}\right)\left(\frac{\Gamma_0}{\delta_L}\right) \propto \frac{I}{\delta_L} \quad (1.1.14)$$

où  $I_S$  est l'intensité de saturation de la transition,  $I$  l'intensité du rayonnement,  $\Gamma_0$  est la largeur naturelle de la transition atomique,  $\Omega_R$  la fréquence de Rabi et  $\delta_L$  le désaccord entre le laser et la fréquence de la transition atomique. Dans les systèmes quantiques, il est important de minimiser les effets de décohérence, on va chercher à diminuer la probabilité qu'a l'atome d'émettre spontanément un photon. L'émission spontanée de photons affecterait le phénomène cohérent qu'est la localisation dynamique. On cherche à minimiser  $\Gamma_{sp}$ , le temps caractéristique de l'émission spontanée, qui est de la forme :

$$\Gamma_{sp} = \frac{\Gamma_0}{4} \frac{\Omega_R^2}{\delta_L^2 + \Gamma_0^2/4} \propto \frac{I}{\delta_L^2} \quad (1.1.15)$$

où  $\Gamma_0$  est la largeur du niveau excité. Dans l'expression du potentiel, expérimentalement on peut modifier les paramètres  $\delta_L$  et  $I$ . Lorsqu'on augmente  $\delta_L$  on diminue

$\frac{I}{\delta_L}$  et  $\frac{I}{\delta_L^2}$ , on diminue l'émission spontanée mais on diminue aussi l'amplitude du potentiel optique qui doit être suffisamment élevée pour être dans le régime chaotique. Inversement, lorsqu'on augmente  $I$  le potentiel augmente mais l'émission spontanée augmente aussi. Il faut trouver un compromis pour les valeurs de  $I$  et de  $\delta_L$  pour avoir un potentiel suffisamment intense tout en ayant un taux d'émission spontanée qui ne soit pas trop élevé pour que la décohérence ne nuise pas au phénomène cohérent de localisation dynamique.

Pour créer cette onde stationnaire, on sépare en deux le faisceau laser issu d'une diode laser (DFB). Chacun des deux faisceaux lasers est amplifié par un amplificateur de type Tapered Amplifier. Après une mise en forme, chaque faisceau est injecté dans une fibre. Les deux faisceaux lasers sont alors envoyés sur les atomes de manière contra-propageante pour créer l'onde stationnaire. La durée d'un pulse correspondant à un kick est de quelques centaines de nanosecondes. Il faut être capable de couper le faisceau dans cette échelle de temps ce qui n'est pas possible avec des obturateurs mécaniques. On utilise des AOM (Acousto Optic Modulator) qui ont un temps de réponse de l'ordre de la dizaine de nanoseconde.

### 1.1.2.3 Dispositif de mesures

Une fois que les atomes ont interagi avec l'onde stationnaire pour un certain nombre de kicks (nombre de pulses de l'onde stationnaire auquel les atomes ont été soumis) il faut mesurer la distribution en impulsion de ces atomes. Pour ce faire, comme dans de nombreuses expériences d'atomes froids, on utilise une mesure par temps de vol [35] : on mesure le temps qu'une particule met pour arriver au système de détection. En connaissant la gravité et la distance entre les atomes et la sonde, on déduit la vitesse initiale de la particule. Le système de détection est composé d'un laser sonde résonnant avec les atomes et d'une photodiode qui mesure le profil temporel d'absorption du faisceau sonde. On fait l'hypothèse que les atomes sont à la même distance de la sonde car la taille du nuage (quelques *mm*) est très petite par rapport à la distance entre les atomes et la sonde (quelques dizaines de *cm*). A partir des équations de Newton, on déduit l'équation 1.1.16 (on a choisit l'axe  $z$  vers le haut) où  $L_0$  est la distance entre le nuage et la sonde au moment du MOT,  $t_0$  est le temps mesuré grâce à la sonde,  $g$  est la gravité et  $z_0$  est la distance parcourue, à cause de la gravité, par les atomes pendant la durée d'application des pulses.

$$L_0 = -\frac{1}{2}gt_0^2 + vt_0 + z_0 \quad (1.1.16)$$

On introduit un temps  $T_{chutte}$  qui correspond à la durée entre la fin du MOT et la fin des pulses. On définit  $z_0$  de la forme

$$z_0 = -\frac{1}{2}gT_{chutte}^2 \quad (1.1.17)$$

A partir des équations 1.1.16 et 1.1.17 on déduit l'expression de  $v$  :

$$v = \frac{1}{2}gt_0 + \frac{L_0 + \frac{1}{2}gT_{chutte}^2}{t_0} \quad (1.1.18)$$

Il reste une dernière chose à prendre en compte pour connaître la vitesse exacte des atomes à la fin des pulses, c'est la vitesse  $v_{chutte}$  accumulée à cause de la gravité pendant  $T_{chutte}$ . On a  $v = -gT_{chutte} + v_a$  où  $v_a$  est la vitesse exacte des atomes. A partir de 1.1.18 on obtient  $v_a$  de la forme :

$$v_a = \frac{1}{2}gt_0 + \frac{L_0 + \frac{1}{2}gT_{chutte}^2}{t_0} + gT_{chutte} \quad (1.1.19)$$

J'ai programmé un code qui convertit la distribution en temps de vol en distribution en impulsion à partir de la formule précédente et on obtient la courbe de la figure 1.1.8.



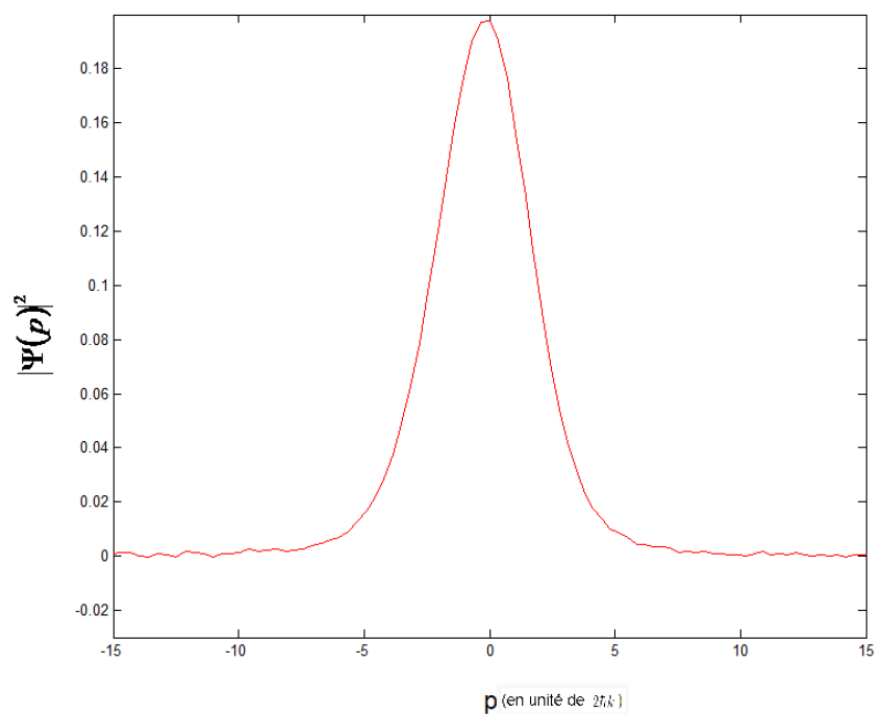


FIGURE 1.1.8: Distribution en impulsion des atomes issue d'un MOT à partir des données de temps de vol (courbe expérimentale)

## 1.2 Doublement de la probabilité de retour

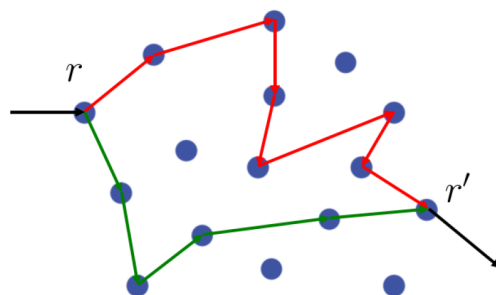
On s'intéresse au phénomène de doublement de la probabilité de retour [36] qui est un phénomène non spécifique à la physique des atomes froids [37, 38]. En effet, lorsqu'on lâche une particule dans un milieu diffusif, on observe que pour les systèmes ayant la propriété de symétrie par renversement du temps, la probabilité qu'a la particule d'être à une position dans le milieu est isotrope sauf dans la position initiale. La probabilité y est deux fois plus élevée. C'est ce phénomène appelé *doublement de la probabilité de retour*. Dans le cadre de l'expérience, on utilise des atomes et on ne travaille pas dans l'espace des positions mais dans l'espace des impulsions. Dans un premier temps on introduit la théorie du doublement de la probabilité de retour dans le cadre le plus général possible. Ensuite nous faisons l'analogie entre ce modèle et notre système. Enfin, nous présentons les simulations numériques qui permettent de la mettre en évidence.

### 1.2.1 Introduction

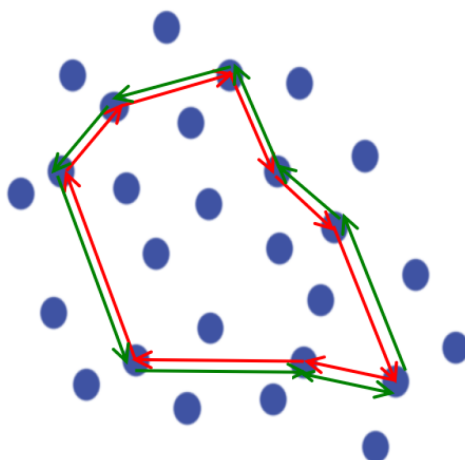
On considère un électron envoyé dans un système désordonné composé de centres diffuseurs (par exemple des atomes). Cet électron va être diffusé par les atomes de manière aléatoire. On va chercher à analyser l'évolution de la position de cet électron dans le milieu. Pour ce faire, on détermine la probabilité qu'a l'électron d'aller d'un site  $r$  vers un site  $r'$ . La figure 1.2.1a permet d'illustrer le fait que plusieurs trajectoires sont possibles. En effet, l'électron peut passer par des centres diffuseurs différents et par un nombre différent de centres diffuseurs. A chacun de ces chemins, on associe une amplitude de probabilité  $A_i$  [39]. Pour déterminer la probabilité qu'a l'électron d'aller d'un site  $r$  vers un site  $r'$ , il faut prendre en compte tous les chemins possibles. Cette probabilité est donnée par le carré de la somme des amplitudes :

$$P(r, r') = \left| \sum_i A_i \right|^2 = \sum_i |A_i|^2 + \sum_{i \neq j} A_i A_j^* \quad (1.2.1)$$

Dans cette équation, on distingue deux termes. Le premier correspond à la contribution d'un chemin donné, c'est la probabilité qu'a l'électron de parcourir ce chemin. Le second terme est un terme d'interférence quantique qui met en évidence le fait que deux chemins différents peuvent interférer constructivement et ainsi augmenter la probabilité d'aller de  $r$  vers  $r'$ . On observe ici une différence entre le cas classique où l'électron se comporte de manière corpusculaire et ne peut pas interférer, et le cas quantique dans lequel l'électron se comporte de manière ondulatoire



(a) représentation de deux chemins possibles pour aller d'un site  $r$  vers un site  $r'$



(b) représentation de deux chemins symétriques par renversement du temps pouvant interférer constructivement

FIGURE 1.2.1: Schémas représentant différentes configurations de chemins possibles

et peut interférer. Dans le cas général (pour  $r \neq r'$ ) ce terme est nul car il y a une moyenne sur un grand nombre d'interférences entre chemins dont les phases sont aléatoires. Il existe un cas dans lequel ce terme d'interférence est non nul. Une condition nécessaire est que la phase accumulée par deux chemins soit la même pour que ces deux chemins interfèrent. Si  $r$  et  $r'$  coïncident alors pour chaque chemin il existe un chemin identique par renversement du temps [40] comme le montre la figure 1.2.1b. Ces deux chemins étant identiques, ils vont pouvoir interférer constructivement. Si on reprend l'équation 1.2.1, pour un chemin d'amplitude  $A_i$  il existe un unique chemin (identique de sens opposé) tel que  $A_j = A_i$ . L'expression de la probabilité d'aller de  $r$  vers  $r'$  devient :

$$P_{quant}(r, r' = r) = \sum_i |A_i|^2 + \sum_i A_i A_i^* = 2 \sum_i |A_i|^2 \quad (1.2.2)$$

Dans le cas classique le terme d'interférence étant nul on aura :

$$P_{quant}(r, r' = r) = 2P_{class}(r, r' = r) \quad (1.2.3)$$

On a un doublement de la probabilité de retour dans le cas quantique.

## 1.2.2 Analogie avec le système du Rotateur Pulsé

On a vu précédemment que le système est composé d'atomes qui interagissent de manière périodique dans le temps avec une onde stationnaire. Le système étant quantique, les atomes se comportent de manière ondulatoire et jouent le rôle de l'électron dans le modèle vu précédemment. Dans ce même modèle, on regardait l'évolution de l'électron dans l'espace des positions car les centres diffuseurs agissaient dans l'espace des positions. Dans le système du Rotateur Pulsé, chaque interaction de l'atome avec un pulse d'onde stationnaire correspond à une diffusion mais cette fois dans l'espace des impulsions, on s'intéresse à l'évolution de la fonction d'onde de l'atome dans l'espace des impulsions. Pour le rotateur Pulsé, le phénomène physique est le même. On ramène la description de l'évolution du système à l'équation 1.2.2. Cependant la représentation des chemins est un peu différente (cf figure 1.2.2).

On s'intéresse au cas d'une particule d'impulsion initiale nulle. On observe le doublement de la probabilité de retour lorsque l'impulsion finale est identique à l'impulsion initiale et que les chemins qui interfèrent sont identiques par renversement du temps. Pour illustrer ce cas particulier on a mis au point un diagramme qui représente l'évolution de l'impulsion à chaque pulse d'onde stationnaire. Chaque flèche représente l'application d'un pulse qui modifie l'impulsion

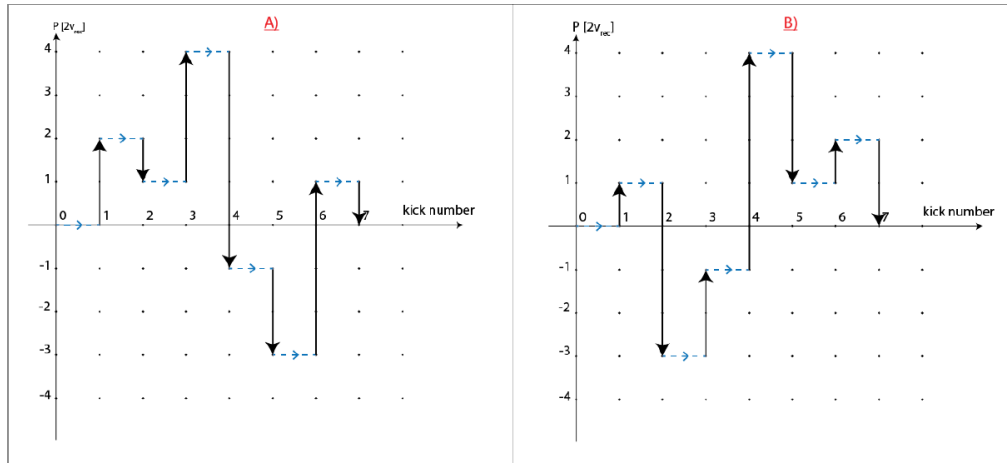


FIGURE 1.2.2: Diagramme représentant deux chemins dans l'espace des impulsions qui interfèrent constructivement

d'une valeur  $\Delta p$  et chaque trait en pointillés représente une propagation libre entre deux pulses. La phase totale accumulée sur un chemin est la somme des phases associées aux pulses (flèches noires) et aux propagations libres (flèches bleues en pointillés). On représente sur la figure 1.2.2 deux chemins symétriques par renversement du temps qui partent de  $p = 0$  et qui terminent à  $p = 0$ . Ces deux chemins accumulent la même phase et interfèrent constructivement. On a alors un doublement de la probabilité de retour à l'origine. On tente d'observer ce phénomène à l'aide de simulations numériques.

### 1.2.3 Simulation numérique

L'objectif de cette partie est d'observer le doublement de la probabilité de retour à partir de simulations numériques. Nous verrons qu'il n'est pas possible, à partir du modèle vu précédemment, d'observer directement le doublement de la probabilité de retour dans les conditions expérimentales "classiques". Nous montrerons alors une méthode qui rend possible l'observation du phénomène.

#### 1.2.3.1 Augmentation de la probabilité de retour

J'ai fait des simulations numériques qui permettent d'observer l'évolution de la distribution en impulsion des atomes à chaque pulse. On part d'une distribution

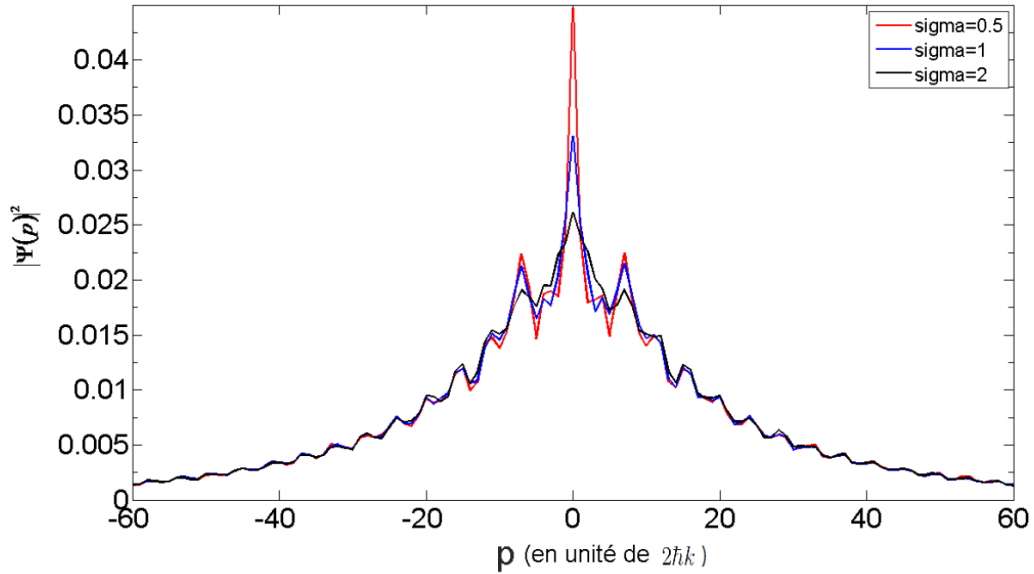


FIGURE 1.2.3: Distribution en impulsion des atomes à 500 pulses pour  $K = 12$  et  $kbar = 1.5$  pour différentes largeurs de distribution en impulsion initial gaussienne (simulation numérique)

gaussienne de largeur  $\sigma$  centré en  $p = 0$ . On commence par une gaussienne très étroite c'est-à-dire  $\sigma = 0.5$  (en unité de  $2\hbar k$ ). On applique les pulses et on regarde la distribution en impulsion à 500 pulses représentée en rouge sur la figure 1.2.3.

On observe une distribution de la forme  $|\Psi(p)|^2 \propto e^{-\frac{|p|}{p_{loc}}}$  qui correspond au régime localisé à laquelle se superpose un pic pour la classe d'impulsion nulle. Ce pic correspond à la contribution du doublement de la probabilité de retour. L'objectif final étant de pouvoir observer ce phénomène expérimentalement, on a tenté de faire la même simulation avec une distribution initiale en impulsion gaussienne dont la largeur est de l'ordre de grandeur de la largeur de la distribution en impulsion des atomes à la fin du MOT (qui dépend de la température) c'est-à-dire  $1 \leq \sigma \leq 2$ . La figure 1.2.3 montre la distribution en impulsion à 500 pulses pour  $\sigma = 1$  (courbe bleue) et  $\sigma = 2$  (courbe noire). On observe que plus  $\sigma$  augmente, plus la contribution du doublement de la probabilité de retour diminue et devient difficile à observer. Pour  $\sigma = 2$  on n'observe plus cette contribution.

On cherche une méthode permettant d'observer le phénomène qui puisse être reproduite expérimentalement.

On voit à travers ces simulations numériques que la largeur initiale de la distribution en impulsion ne permet pas d'avoir des conditions expérimentales optimales. Pour se placer dans les meilleures conditions possibles, il faudrait une distribution initiale la plus étroite possible. L'utilisation d'un condensat de Bose Einstein serait un moyen efficace de se placer dans ces conditions puisque les atomes étant dans le même état quantique la distribution en impulsion initiale est très étroite.

### 1.2.3.2 Méthode permettant d'observer l'augmentation de la probabilité de retour

Il est difficile d'observer directement le doublement de la probabilité de retour sur la distribution en impulsions lorsque la distribution initiale a une largeur finie. Un moyen d'observer le phénomène consiste à supprimer le doublement de la probabilité de retour à l'origine un pulse sur deux. Pour ce faire, une méthode consiste à briser la symétrie par renversement du temps un pulse sur 2. Cela permet de comparer deux distributions en impulsions successives. Pour ce faire, on ajoute une phase  $\varphi$  à l'onde stationnaire un pulse sur deux. L'hamiltonien s'écrit alors :

$$\hat{H}(t) = \frac{\hat{p}^2}{2} + K \cos(\hat{X}) \sum \delta(t - 2nT) + K \cos(\hat{X} + \varphi) \sum \delta(t - (2n + 1)T) \quad (1.2.4)$$

L'atome qui interagit avec le pulse qui contient la phase  $\varphi$  va accumuler une phase supplémentaire  $e^{i\varphi\Delta p}$  par rapport au cas où il interagit avec un pulse sans phase, où  $\Delta p$  est l'impulsion que va acquérir l'atome lors de son interaction avec le pulse.

Le phénomène de doublement de la probabilité de retour est un phénomène d'interférence quantique lorsque le terme  $\sum_{i \neq j} A_i A_j^*$  est non nul. Dans la partie 2.2 on a vu que ce terme était non nul lorsque les deux chemins qui interfèrent sont identiques par renversement du temps. Maintenant il faut une condition supplémentaire sur la phase, en effet la phase accumulée suite aux interactions avec les pulses avec phase doit être la même pour les deux chemins. A partir des diagrammes représentés dans la figure 1.2.4 on montre dans quelles dispositions cette condition est vérifiée. Comme précédemment, les flèches représentent une interaction avec un pulse et les traits pointillés une évolution libre. Pour prendre en compte les pulses avec ou sans phase on définit un code couleur : une flèche noire correspond à un pulse avec phase et une flèche rouge à un pulse sans phase. Le diagramme A.1) de la figure 1.2.4 représente un chemin composé d'un nombre

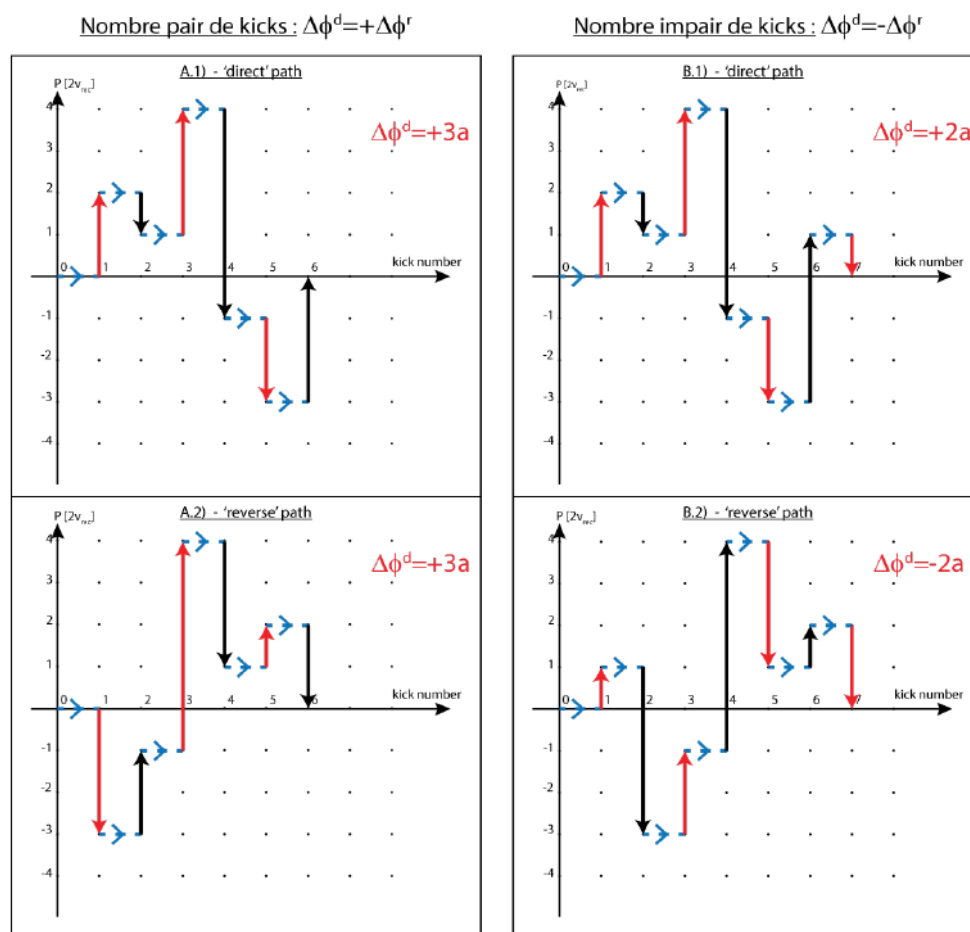


FIGURE 1.2.4: Diagrammes A et B représentant des chemins et leur symétrique par renversement du temps pour un nombre pair et impair de pulses



pair de pulses. Le diagramme A.2) représente le même chemin obtenu par renversement du temps. Dans le cas des pulses sans phase on a vu dans la partie 2.2 que ces deux chemins interfèrent. On va voir si l'accumulation de la phase liée aux pulses avec phase est identique entre les deux chemins pour qu'ils puissent continuer à interférer constructivement. On calcule la phase accumulée pour les deux chemins :

- dans le chemin du diagramme A.1) il y a 3 pulses avec phase, à chacun des pulses l'atome accumule respectivement les phases  $-\varphi$ ,  $-5\varphi$  et  $3\varphi$  soit une phase totale  $\Phi = -3\varphi$ .
- dans le chemin du diagramme A.2) il y a, de la même manière 3 pulses avec phase, l'atome accumule les phases  $2\varphi$ ,  $-3\varphi$  et  $-2\varphi$  soit une phase totale  $\Phi = -3\varphi$ .

Les deux chemins accumulent la même phase et peuvent interférer constructivement. On peut montrer analytiquement que lorsque le nombre total de pulses est pair, il y a interférence quantique et donc doublement de la probabilité de retour.

On s'intéresse aux diagrammes B qui suivent la même logique que les diagrammes A pour un nombre de pulses impair. On cherche à déterminer la phase (liée aux pulses avec phase) accumulée par les deux chemins pour voir s'ils peuvent interférer constructivement. On calcule la phase accumulée :

- dans le chemin du diagramme B.1) il y a 3 pulses avec phase, à chacun des pulses l'atome accumule respectivement les phases  $-\varphi$ ,  $-5\varphi$  et  $4\varphi$  soit une phase totale  $\Phi = -2\varphi$ .
- (dans le chemin du diagramme B.2) il y a 3 pulses avec phases, à chacun des pulses l'atome accumule respectivement les phases  $-4\varphi$ ,  $5\varphi$  et  $1\varphi$  soit une phase totale  $\Phi = 2\varphi$ .)

Les phases accumulées par les deux chemins sont différentes et ceux-ci ne peuvent pas interférer constructivement. On peut montrer analytiquement que lorsque le nombre de pulses est impair il n'y a pas d'interférence quantique et pas de doublement de la probabilité de retour. A partir de ces résultats on observe le doublement de la probabilité de retour à l'origine en comparant les distributions en impulsion entre un pulse pair et un pulse impair successifs comme le montre la figure 1.2.5. En effet pour la classe d'impulsion nulle il y a une différence d'amplitude de  $|\Psi|^2$  à  $p = 0$  entre le pulse 499 (qui est impair) et le pulse 500 (qui est pair). On a un moyen d'observer expérimentalement l'augmentation de la probabilité de retour en ajoutant une phase à l'onde stationnaire un pulse sur deux. Nous allons maintenant nous intéresser aux résultats expérimentaux.

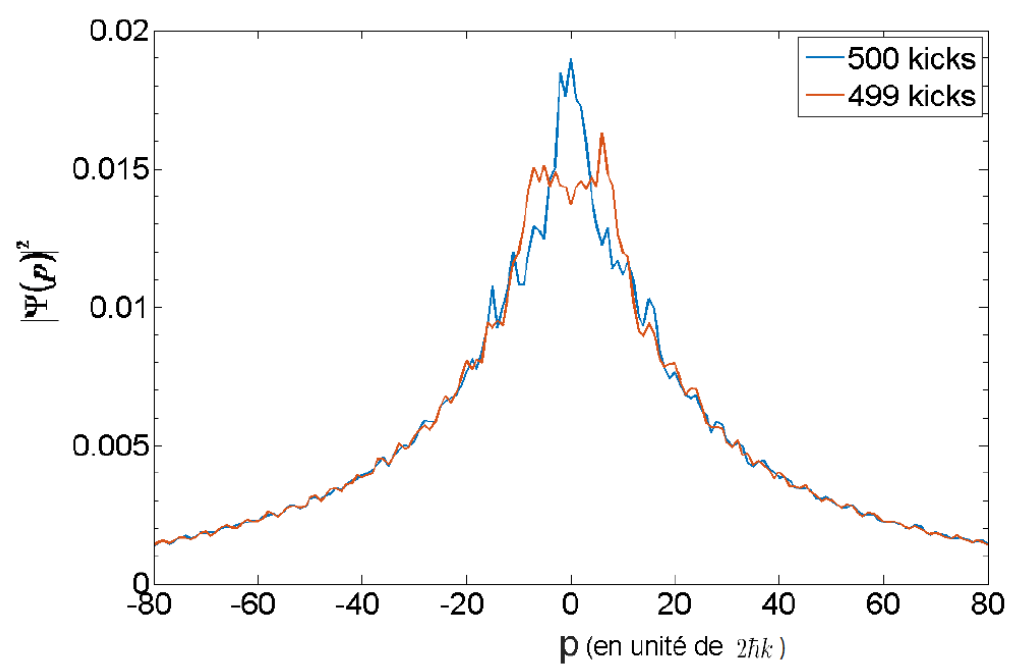


FIGURE 1.2.5: Distribution en impulsion des atomes aux pulses 499 et 500 (simulation numérique)

### 1.2.4 Observation expérimentale du doublement de la probabilité de retour

Pour observer le doublement de probabilité de retour, nous avons modifié le dispositif expérimental pour pouvoir appliquer la méthode du saut de phase un pulse sur deux décrite dans la partie 2.3.2 . On a vu que les faisceaux lasers, qui génèrent l'onde stationnaire, passent par des AOM ( Acousto Optic Modulator). Un synthétiseur génère des ondes RF (radiofréquence) qui sont envoyées aux AOM. En ajoutant une phase au signal RF, on ajoute une phase au signal optique. Les faisceaux laser de l'onde stationnaire accumulent ainsi cette phase en passant dans l'AOM. En modifiant la consigne un pulse sur deux dans le synthétiseur d'onde RF, on arrive à réaliser une onde stationnaire qui possède une phase supplémentaire un pulse sur deux.

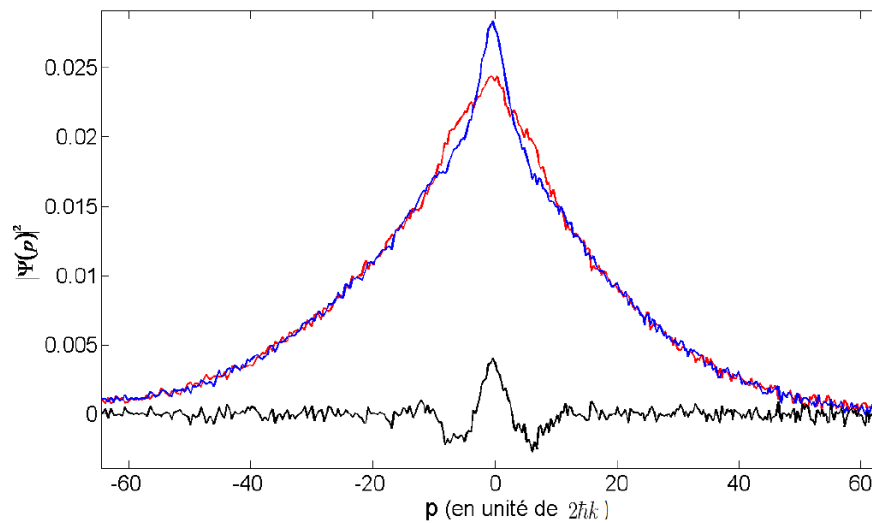


FIGURE 1.2.6: Distribution en impulsion au 30<sup>ième</sup> kick, au 29<sup>ième</sup> kick et la différence des deux, dans le cas avec saut de phase (courbe expérimentale)

On réalise l'expérience du rotateur Pulsé dans cette nouvelle configuration ( figure 1.2.6). Comme sur la simulation, on a représenté les distributions en impulsion pour deux pulses successifs, l'un pair et l'autre impair. On a aussi représenté la différence (courbe noire) des deux et on voit que pour la classe d'atomes d'impulsion nulle, un pic apparaît. Ce pic correspond à la contribu-

tion du doublement de la probabilité de retour. On a réussi à observer le doublement de la probabilité de retour expérimentalement et on s'intéresse à son évolution en fonction du nombre de pulses. On introduit un *contraste* défini par  $C(n) = (-1)^n(\Pi_0(n) - \Pi_0(n-1))$  où  $\Pi_0(n)$  représente la distribution en impulsions pour la classe d'atomes d'impulsion nulle au  $n^{\text{ième}}$  pulse. Ce contraste correspond physiquement à l'évolution de l'amplitude de la contribution du doublement de la probabilité de retour pour la classe d'atomes d'impulsion nulle. On le représente sur la figure 1.2.7 et on observe que ce contraste décroît en fonction du nombre de pulse.

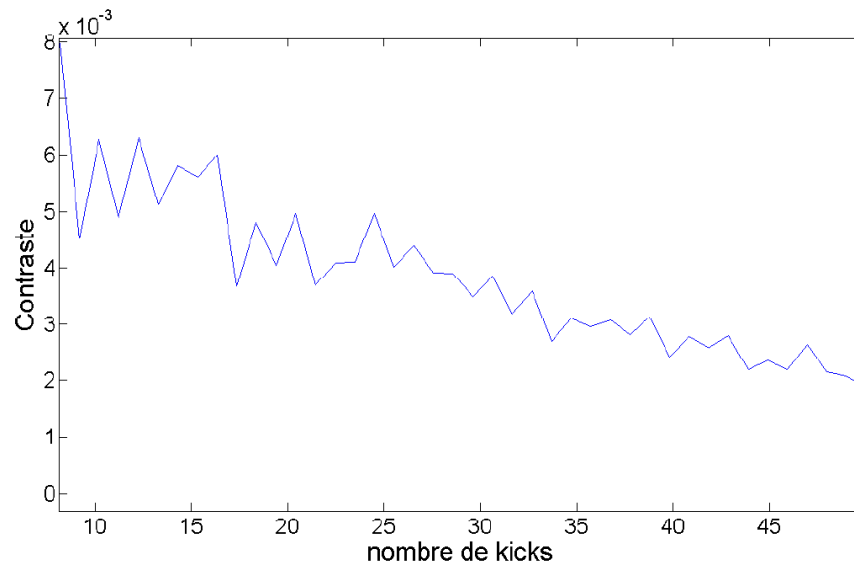


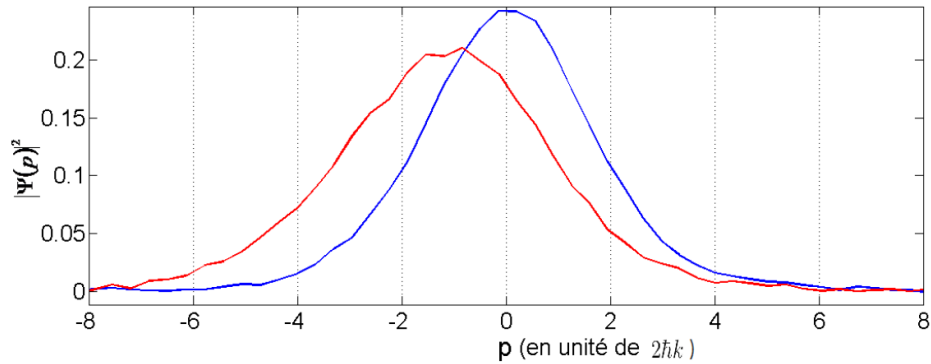
FIGURE 1.2.7: Évolution du contraste en fonction du nombre de kicks (courbe expérimentale)

On cherche dans la section qui suit à déterminer l'origine de cette décroissance.

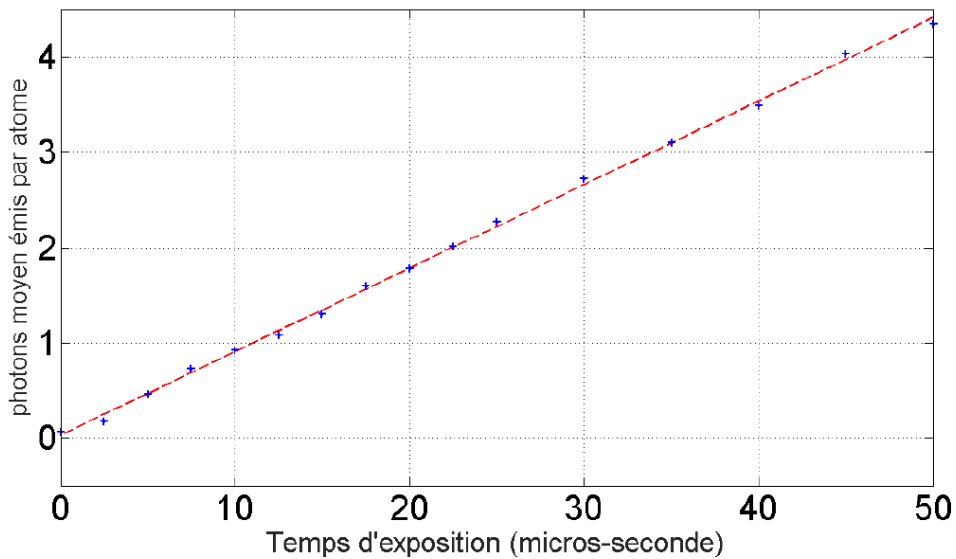
### 1.2.5 Mise en évidence de la cohérence du doublement de la probabilité de retour

Le doublement de la probabilité de retour est un phénomène d'interférence quantique. Si on augmente le nombre de photons émis spontanément par les atomes,

on augmente la décohérence du système. On devrait à priori observer une réduction de la contribution du doublement de la probabilité de retour.



(a) Superposition de deux distributions en impulsion d'atomes issues d'un MOT ayant intégré avec et sans pulse de faisceau "decohéreur" (courbes expérimentales). La courbe bleu correspond à 0 photons moyens absorbés et la courbe rouge à 2.5 photons moyens absorbés



(b) Courbe de calibration représentant le nombre moyen de photons émis par atome en fonction de la durée du pulse du faisceau décohéreur (courbe expérimentale). Cette courbe a l'allure linéaire attendu.

FIGURE 1.2.8: Courbes de calibrations du faisceau décohéreur

Pour pouvoir caractériser l'émission spontanée des atomes, on envoie un pulse de faisceau laser proche de résonance avec la transition des atomes. Ces atomes vont être excités lors de l'absorption puis vont se désexciter en cédant un photon par émission spontanée. Expérimentalement, on extrait une partie d'un faisceau laser utilisée pour le refroidissement (cf partie 1.3.1). On fait passer ce faisceau dans un AOM pour pouvoir contrôler son intensité et la durée du pulse. On l'injecte alors dans une fibre qui l'amène dans l'axe vertical du nuage d'atomes froids. J'ai participé à la mise en place de ce faisceau "décohéreur" en faisant notamment l'alignement du faisceau, l'injection dans la fibre optique et le réglage de l'AOM. Nous travaillons avec une intensité constante et faisons varier la durée du pulse décohéreur pour faire varier le nombre moyen de photons émis spontanément. Une fois le faisceau mis en place, nous l'avons calibré pour connaître exactement le nombre moyen de photons absorbés par atome. Pour ce faire, on envoie un pulse sur les atomes du MOT et on regarde comment la distribution en impulsion des atomes se décale (figure 1.2.8a). En effet, le faisceau étant orienté verticalement, chaque absorption va transmettre une impulsion aux atomes de  $\hbar k$  dans le sens du faisceau. En connaissant le décalage en impulsions on déduit le nombre moyen de photons absorbés. On obtient alors la courbe de calibration de la figure 1.2.8b.

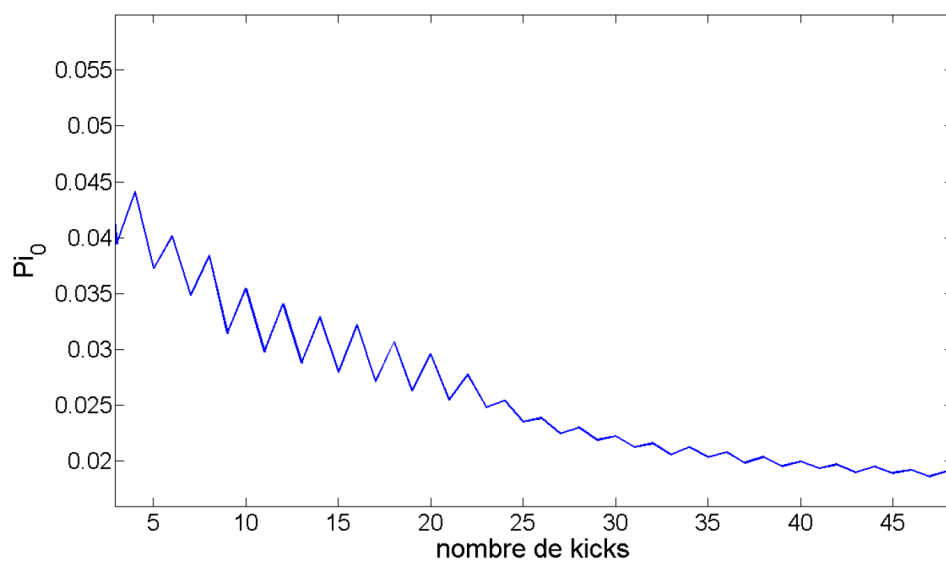
On effectue alors une expérience avec 2.5 photons émis en moyenne par atome et on regarde l'évolution de la contribution du doublement de probabilité pour la classe d'atomes d'impulsion nulle. Pour ce faire on a représenté l'évolution de  $\Pi_0$  en fonction du nombre de kicks dans la figure (1.2.9a).

On observe que la contribution du doublement de probabilité représenté par l'amplitude des pics entre kicks pairs et kicks impairs diminue brutalement au moment de l'apparition du pulse décohéreur au 21<sup>ème</sup> kick. De même le contraste introduit dans la section 3.1 tracé sur la figure 1.2.9b permet d'observer cette impacte du faisceau décohéreur. Ces résultats expérimentaux permettent de vérifier que le doublement de la probabilité de retour est un phénomène affecté par la décohérence. Pour étudier ce phénomène dans de meilleures conditions expérimentales, il faudrait diminuer la décohérence. L'utilisation d'un condensat de Bose Einstein serait une bonne solution puisque la décohérence y est très faible.

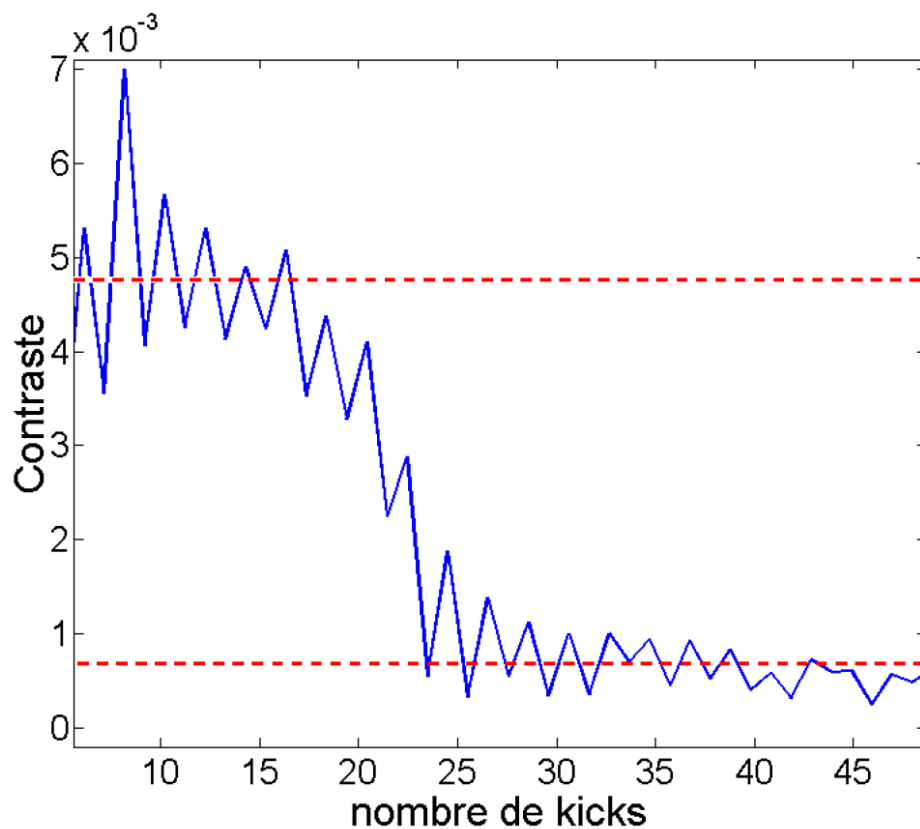
## Conclusion

A l'aide de la méthode du rotateur Pulsé avec saut de phase, nous avons pu observer expérimentalement et de façon inédite, la contribution du doublement de la probabilité de présence dans le cadre du rotateur Pulsé. Nous avons vu l'effet de la

décohérence sur ce phénomène grâce à un faisceau décohéreur. De plus les simulations numériques ont montré l'impact de la largeur de la distribution en impulsion initiale sur l'amplitude du pic à observer. Le piège magnéto-optique de Cesium arrive à la limite des ses possibilités expérimentales pour les deux raisons principales citées ci-dessus, c'est-à-dire la décohérence significative de l'expérience et la largeur de la distribution en impulsion initiale. Une solution qui permettrait de répondre à ces deux problématiques et ainsi étendre le champ de recherche du rotateur Pulsé dans le cadre des atomes froids dans l'espace des impulsions serait l'utilisation d'un condensat de Bose Einstein. La production d'un dispositif permettant de produire un condensat de Bose Einstein de Potassium est le travail principal de ma thèse et est développée dans le chapitre suivant.



(a) Evolution de  $P_{i_0}$  en fonction du nombre de kicks pour des atomes ayant interag  avec le pulse décohéreur au 21<sup> me</sup> kick (courbe expérimentale)



(b) Evolution du contraste en fonction du nombre de kicks pour des atomes ayant interag  avec le pulse décohéreur au 21<sup> me</sup> kick (courbe expérimentale)

FIGURE 1.2.9: Courbes expérimentales montrant l'impacte de la décohérence sur la contribution du doublement de probabilité de retour.



## **Chapitre 2**

### **Vers la Condensation de Bose Einstein du Potassium 41**

## 2.1 Introduction

Dans la partie précédente, nous avons étudié le modèle du rotateur pulsé sans interactions. Néanmoins, dans les systèmes de la matière condensée, la physique de la localisation d'Anderson est très souvent plus complexe. En effet, les interactions peuvent influencer significativement la physique de la localisation faible (étudiée dans le Chapitre 1) tout comme celle de la localisation forte (d'Anderson). Durant les quatre dernières années, l'étude du rôle des interactions en présence du désordre a mené, entre autres, à un sujet complètement nouveau et surprenant : la localisation à N corps [41, 42, 43]. L'objectif de l'équipe est de continuer le travail de recherche sur la thématique du Rotateur Pulsé en y ajoutant un nouvel ingrédient : les interactions contrôlables grâce aux résonances de Feshbach.

L'expérience "historique" de l'équipe utilisant un MOT de Césium, ne permet pas le contrôle des interactions à partir des résonances de Feshbach car la densité des atomes dans le nuage est trop faible. Pour y arriver il faudrait arriver à la condensation de Bose Einstein toutefois, le Césium est un des alcalins les plus difficiles à condenser. L'équipe a donc choisi de condenser le Potassium car il n'est pas difficile à condenser et possède des résonances de Feshbach dont l'exploitation est commode. Enfin, le condensat permet d'avoir une distribution en impulsion initiale beaucoup plus étroite que pour un MOT et un taux de décohérence significativement plus faible.

Ce chapitre a pour objectif d'expliquer le choix du Potassium 41, ses propriétés et, les choix techniques de l'équipe pour les différentes phases de refroidissement. Dans ce chapitre, il est question d'établir un cahier des charges du système lasers développé dans le chapitre 3.

### 2.1.1 Le choix du potassium 41

Dans un premier temps il est nécessaire de choisir l'espèce atomique qui va être utilisée puisqu'elle aura un impact fondamental sur les possibilités expérimentales futures. Le premier candidat était le Rubidium 87 puisque c'est l'atome le plus facile à condenser, en effet, c'est la première espèce atomique à avoir été condensée [19] en 1995 valant le prix Nobel en 2001 à Cornell et Wieman. L'atome de Rubidium semble être le parfait candidat toutefois il présente une contrainte. L'équipe a pour objectif à long terme d'étudier le rotateur pulsé avec interaction. Il faut pouvoir contrôler la longueur de diffusion  $a$  et pour ce faire, il est nécessaire d'utiliser les résonances de Feshbach. Dans le cas du Rubidium

87 la résonance de Feshbach la plus large se trouve à un champ magnétique  $B = 1008G$  pour une largeur  $\Delta B = 170mG$  [44]. Cette résonance étant très étroite, elle rend difficile le contrôle des interactions de manière précise et stable.

Le Potassium 39 possède des résonances de Feshbach beaucoup plus larges que celles du Rubidium, en effet il présente une résonance autour de  $B = 400G$  d'une largeur  $\Delta B = 52G$  (figure 2.1.1) ce qui fait de lui le candidat idéal pour l'étude du rotateur pulsé avec interactions[45]. Le Potassium 39 présente toutefois des difficultés au niveau de la condensation [46]. En effet, sa structure hyperfine très étroite d'une largeur  $\Delta f_{39K} = 33MHz$  par rapport à  $\Delta f_{87Rb} = 595MHz$  pour le rubidium 87 rend le refroidissement sub-doppler très peu efficace (forts taux de dépompage). De plus, dans la phase de l'évaporation magnétique l'atome de Potassium 39 présente des difficultés, en effet en l'absence de champ homogène, la longueur de diffusion est négative ce qui implique la présence d'un minimum de Ramsauer-Townsend qui empêche les atomes de thermaliser et rend impossible le refroidissement évaporatif magnétique jusqu'à la condensation [47]. Pour résoudre ce problème, il est possible de faire un refroidissement sympathique avec le potassium 41, en effet dans le cas interspèces 39-41 comme pour la potassium 41 (seule), la longueur de diffusion est positive permettant ainsi une évaporation magnétique efficace nécessaire à la condensation [48][49]. Nous allons dans un premier temps produire un condensat de Bose Einstein de Potassium 41 qui, contrairement au Potassium 39, a une longueur de diffusion positive permettant un refroidissement évaporatif magnétique. Dans le chapitre 1, nous avons vu que l'étude du rotateur pulsée dans le MOT de Césium était limitée par la largeur de la distribution en impulsion initiale liée à la température du MOT et, la décohérence. Le condensat de Bose Einstein de potassium 41 va nous permettre dans un premier temps de continuer à étudier le rotateur pulsé sur des séquences de kicks plus importantes avec une distribution en impulsion initiale très étroite et avec une faible décohérence. A long terme, nous allons utiliser le dispositif de condensation du potassium 41 pour produire un condensat de Bose Einstein de potassium 39 par refroidissement sympathique avec le potassium 41 permettant d'étudier le rotateur pulsé avec interactions. Bien que cette stratégie ait été choisie par l'équipe, avant le début de ma thèse, une méthode très similaire a été implémentée avec succès en 2017 dans l'équipe de Letitia Tarruel à ICFO à Barcelone [50].

### 2.1.2 Le principe de refroidissement utilisé

La première étape de refroidissement consiste à capturer une vapeur de potassium afin de créer un jet atomique de potassium 41. Pour ce faire un piège

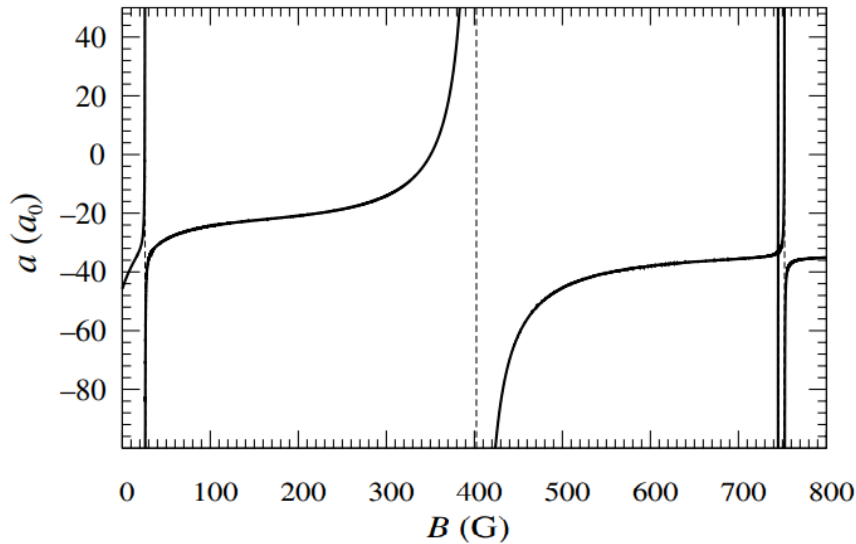


FIGURE 2.1.1: Longueur de diffusion pour les états  $|1, 1\rangle + |1, 1\rangle$  en fonction du champs B. Figure extraite de [45].

magnéto-optique à deux dimensions appelées MOT 2D, fourni par le laboratoire SYRTE à Paris, est utilisé. Les atomes issus du jet atomique seront ensuite piégés puis refroidis dans le MOT 3D. La structure hyperfine du potassium étant très étroite il n'est pas possible de produire une mélasse optique suffisamment efficace. Nous allons produire une mélasse grise (voir section 2.3.4) permettant d'atteindre des températures sub-Doppler.

Une fois le refroidissement optique terminé, il faut entrer dans la phase évaporative. Une évaporation magnétique va initier le refroidissement évaporatif. Les atomes sont dans le même état Zeeman auxquels nous appliquons un gradient de champ magnétique. Les atomes sont dans un état piégeant et sont donc piégés dans le gradient de champs. A l'aide d'une transition radiofréquence les atomes ayant la température la plus élevée changent d'état pour passer d'un état piégeant à un état anti-piégeant en présence du gradient de champ. Les atomes les plus chauds sont alors éjectés du piège permettant après thermalisation de baisser la température du nuage atomique pour attendre des températures inférieures aux températures sub-Doppler.

Pour finir, un piège dipolaire assure l'évaporation optique permettant d'atteindre la condensation de Bose Einstein, ainsi que l'utilisation des resonances de Feshbach du potassium.

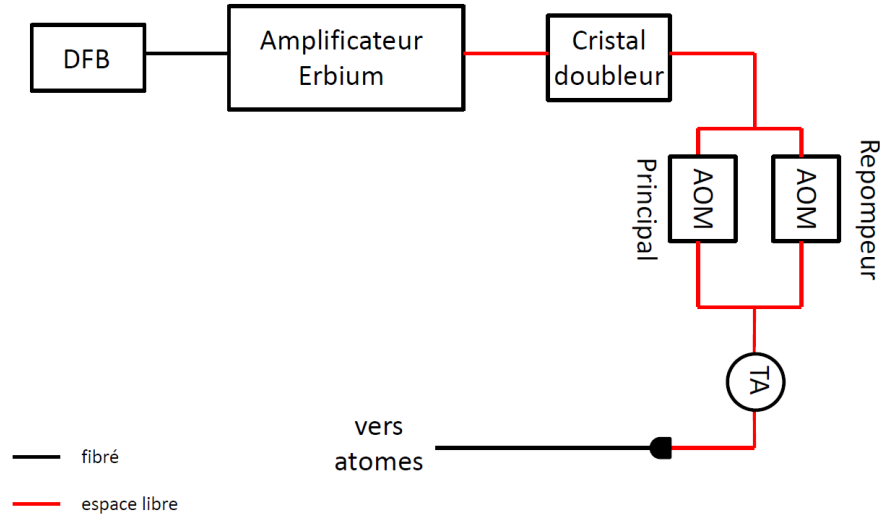


FIGURE 2.1.2: Schema de principe des lasers de refroidissement actuellement utilisés pour le refroidissement d'atomes dans l'équipe de Thomas Bourdel à Palaiseau [54].

### 2.1.3 Positionnement du probleme

Dans les équipes qui produisent des condensats de Potassium [51, 21, 52, 50], le système laser a plus ou moins la même structure que celle représentée sur la figure 2.1.2. En effet, une source laser fibrée TELECOM à 1534 nm (ou 1540 nm) est amplifiée par un amplificateur dopé à l'erbium puis doublée à l'aide d'un cristal pour obtenir une longueur d'onde de 767 nm( ou 770 nm). Le laser est alors séparé en deux faisceaux qui passent dans une série d'AOM en espace libre (figure 2.1.2) pour obtenir les écarts de fréquences désirés et pour pouvoir asservir en puissance les différents faisceaux. Enfin les faisceaux passent dans des amplificateurs de type TA (tapered amplifier) puis sont injectés généralement avec de faibles efficacités (à cause des modes de sortie du TA) dans des fibres pour être envoyés vers les atomes. Cette méthode présente un inconvénient majeur. En effet la puissance utile obtenue limite la quantité d'atomes piégés [53].

Dans l'équipe de Thomas Bourdel du laboratoire Charles Fabry à Palaiseau qui réalise un condensat de Potassium 39, la puissance utile obtenue est de 200 mW pour la raie D2 (100mW pour le MOT 2D et 100 mW pour le MOT 3D) [55]. L'objectif de notre montage est dans un premier temps d'avoir une majorité du

## *CHAPITRE 2. VERS LA CONDENSATION DE BOSE EINSTEIN DU POTASSIUM 4145*

montage fibré qui réduit grandement l'entretien et fait gagner en stabilité, et dans un second temps il s'agit de tripler la puissance utile pour atteindre des puissances utiles de l'ordre de 600 mW ce qui permettrait de piéger plus d'atomes et ainsi d'obtenir un plus gros condensat.

## 2.2 Structure du $^{41}\text{K}$

L'atome de potassium appartient à la famille des alcalins. On peut le refroidir sur les mêmes principes que l'atome de Rubidium 87 comme représenté sur la figure 2.2.1. Il est nécessaire d'utiliser une transition dite cyclante dans laquelle un laser nommé par la suite "Principal" servira à effectuer la transition  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$  qui servira à refroidir les atomes. Le faible écart entre les niveaux  $|F' = 2\rangle$  et  $|F' = 3\rangle$  implique une excitation résiduelle  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ . Les atomes dans l'état  $|F' = 2\rangle$  peuvent se désexciter vers  $|F = 1\rangle$  et ne sont alors plus couplés avec le laser Principal ce qui implique qu'ils ne peuvent plus effectuer de cycles de refroidissement. Un deuxième laser appelé "Repompeur" est utilisé pour effectuer la transition  $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$  pour que les atomes puissent être refroidis à nouveau.

Il est important de noter que le Potassium présente une différence importante avec le Rubidium dans sa structure hyperfine. En effet les niveaux hyperfins de l'état excité du rubidium sont séparés d'une centaine de MHz alors que ceux du potassium ne sont séparés que d'une dizaine de MHz. Par conséquent, lorsqu'on va vouloir effectuer une transition, il est possible que la transition réalisée ne soit pas celle souhaitée ce qui induit du chauffage.

Pour refroidir l'atome de  $^{41}\text{K}$ , on utilise les raies D1 et D2. La raie D2, représentée sur la figure 2.2.1, servira au refroidissement Doppler dans un piège magnéto-optique "standard". Elle sera composée de deux lasers. Le premier appelé Principal par analogie avec le Rubidium est associé à la transition  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ . Il a pour objectif d'effectuer les cycles de refroidissement. Le deuxième appelé Repompeur par analogie avec le Rubidium est associé à la transition  $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ . Il permettra aux atomes qui sont sortis du cycle de refroidissement de pouvoir y revenir. Du fait de la structure hyperfine étroite (dans l'état excité) du potassium, le Repompeur nécessitera une puissance équivalente à celle du laser Principal [54]. On introduit  $\delta_{2P}$ ,  $\delta_{2R}$  et  $\delta_2$  qui correspondent aux désaccords respectifs du laser Principal et du laser Repompeur par rapport à leur transition, avec  $\delta_2 = \delta_{2P} - \delta_{2R}$ .

La raie D1, représentée sur la figure 2.2.1, servira elle au refroidissement sub-Doppler. Tout comme pour la D2, elle sera composée d'un laser Principal qui assurera la transition  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$  et d'un laser Repompeur qui assurera la transition  $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ . On introduit  $\delta_{1P}$ ,  $\delta_{1R}$  et  $\delta_1$  qui correspondent aux désaccords respectifs du laser Principal et du laser Repompeur par rapport à leur transition pour la raie D1, avec  $\delta_1 = \delta_{1P} - \delta_{1R}$ .

CHAPITRE 2. VERS LA CONDENSATION DE BOSE EINSTEIN DU POTASSIUM 4147

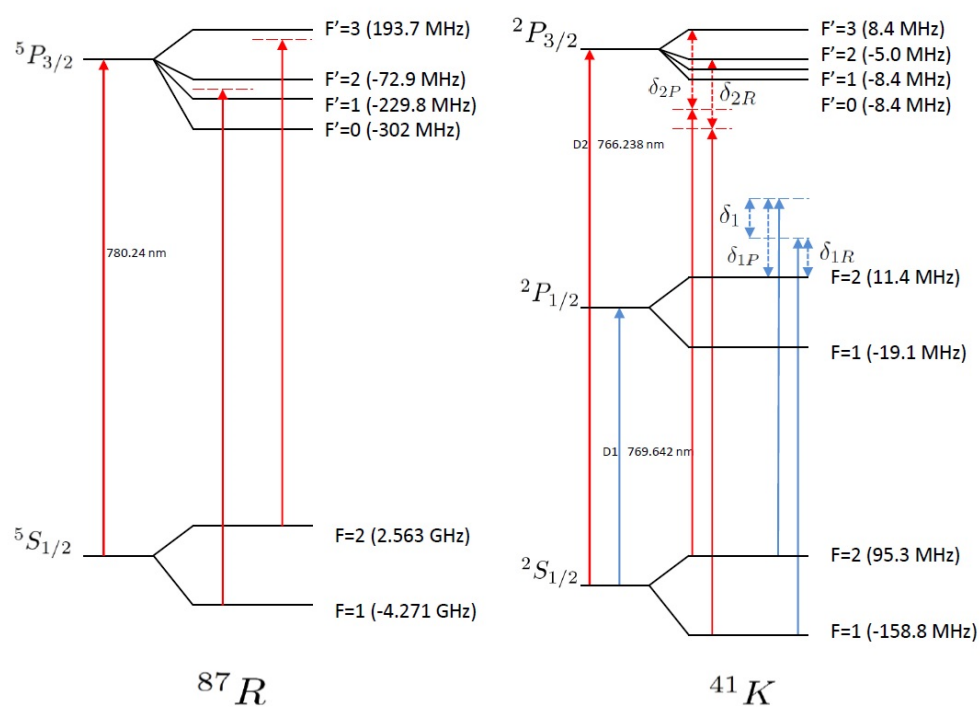


FIGURE 2.2.1: Structure du Rubidium 87 et du Potassium 41



## *CHAPITRE 2. VERS LA CONDENSATION DE BOSE EINSTEIN DU POTASSIUM 4148*

Dans les phases de refroidissement, il va être nécessaire d'effectuer des rampes en fréquences et des rampes en puissance sur les lasers des raies D1 et D2. Il faut que ces deux paramètres (puissance et fréquence) puissent être contrôlables de manière indépendante pour chacun de ces lasers. De plus, l'un des paramètres qui limitent la quantité d'atomes piégés est la puissance optique des lasers de refroidissement. L'objectif du banc laser développé durant cette thèse est d'obtenir des puissances supérieures à celles utilisés jusqu'à présent afin de condenser un maximum d'atomes.

## 2.3 Refroidissement Doppler et sub-Doppler du $^{41}K$

Le refroidissement Doppler et sub-Doppler du  $^{41}K$  représente une partie majeure du travail dans la production du condensat de Bose Einstein. L'objectif ici est de présenter les choix techniques fait par l'équipe pour chaque phase de refroidissement et, d'établir un cahier des charges des lignes laser pour les besoins de l'expérience. En effet, la conception et la réalisation des lignes lasers constitue la partie majeure de mon travail de thèse. Pour établir les besoins des lignes lasers, nous nous sommes basés sur les caractéristiques techniques des lasers de plusieurs équipes qui travaillent avec des condensats de Bose Einstein de  $^{41}K$ .

### 2.3.1 MOT 2D

Le MOT 2D a pour objectif de créer un faisceau d'atomes refroidit dans les directions transverses. Ce faisceau d'atomes pré-refroidit va permettre d'avoir un chargement plus rapide du MOT 3D [56] [57]. Le MOT 2D est relié au MOT 3D par un connecteur de diamètre très faible ce qui va permettre de limiter le flux résiduel lorsque le MOT 2D est éteint. Nous avons choisi d'acheter le MOT 2D du SYRTE.

#### 2.3.1.1 Description du dispositif

Le dispositif est composé d'une pièce de titane entourée par 4 hublots rectangulaires de 90x25 mm<sup>2</sup> dans les directions transverses (figure 2.3.2). Ces hublots vont permettre d'introduire les faisceaux laser Principal et Repompeur qui vont permettre le refroidissement des atomes dans les directions transversales 2.3.1. Dans la direction longitudinale, il y a d'un côté un connecteur cf 16 (figure 2.3.2) qui va permettre de connecter le MOT 2D au MOT 3D. De l'autre il y a un hublot circulaire de 25 mm de diamètre (figure 2.3.2) qui va permettre d'introduire le faisceau pousseur. Le faisceau pousseur est un laser qui est à la longueur d'onde du laser Repompeur et qui va permettre de "pousser" les atomes du MOT2D vers le MOT3D créant ainsi le jet atomique.

Le potassium pose certaines difficultés car il a tendance à s'adsorber sur les parois de l'enceinte du MOT 2D. Une ampoule (figure 2.3.2) va fournir au piège le potassium nécessaire mais une chauffe de l'enceinte va être nécessaire pour charger le piège de manière efficace. On chauffe l'enceinte à des températures de l'ordre de 60°C. Des joints en indium ont été utilisés entre les hublots et l'enceinte

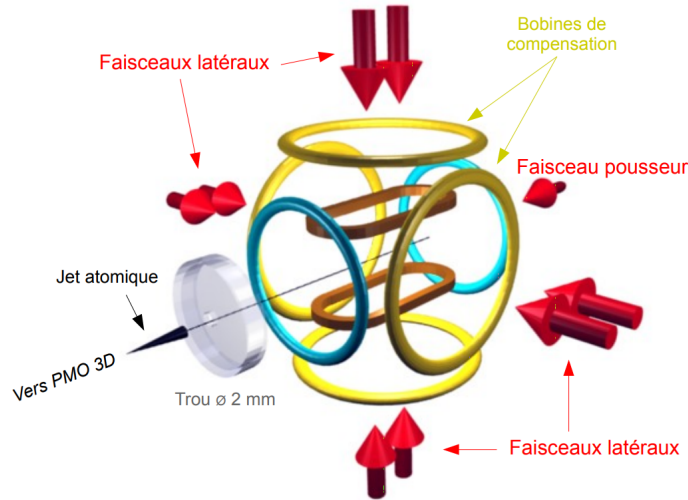


FIGURE 2.3.1: Principe du MOT 2D - figure extraite de [58]

afin d'assurer l'étanchéité au niveau des hublots. Ces joints peuvent poser des problèmes d'étanchéité si on chauffe l'enceinte au-delà de 110°C. Nous avons posé des contrebrides sur chacun des hublots afin de garantir l'étanchéité de l'enceinte à vide lorsqu'on va chauffer l'enceinte. Des tapis chauffants sur mesures posés sur les contrebrides sont utilisés pour désorber les atomes de potassium. Des bobines rectangulaires d'une taille 15x5 cm<sup>2</sup> et de 100 tours chacune sont utilisées pour générer le gradient champ magnétique d'environ 20G/cm pour un courant de  $I = 1,5$  A.

Une pompe ionique Varian ayant une vitesse de pompage de 2 L/s permet de maintenir une pression de l'ordre de  $10^{-7}$  mbar. Elle est reliée à l'enceinte à l'aide d'un té. Une vanne CF16 permet de brancher une pompe turbomoléculaire lorsqu'il est nécessaire de refaire le vide.

### 2.3.1.2 Système optique

Une entrée de fibre optique permet d'injecter le laser Principal et le laser Re-pompeur qui vont servir au refroidissement des atomes dans la direction verticale (figure 2.3.3). Un collimateur elliptique de rapport d'ellipticité égale à 2 est utilisé donnant un diamètre de faisceau à  $\frac{1}{e^2}$  sur le grand axe de 24 mm.. Il est suivi par une lame  $\frac{\lambda}{2}$  et un cube polariseur qui va réfléchir un tiers de la puissance optique du laser vers les atomes. Une seconde lame  $\frac{\lambda}{2}$  et un second cube sont utilisés pour

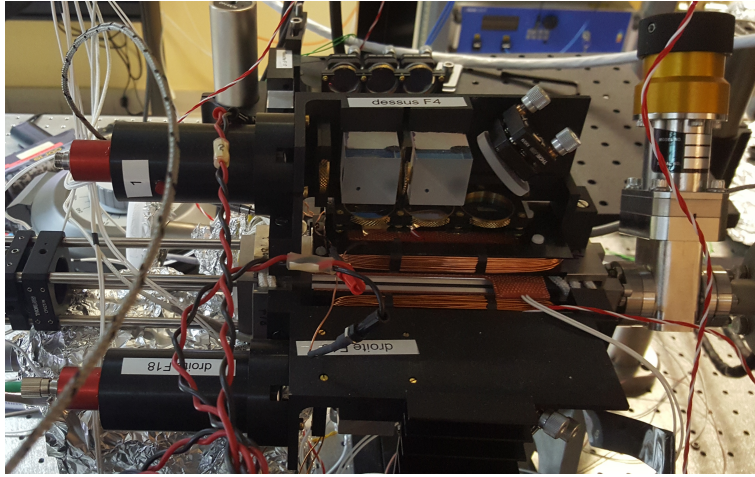


FIGURE 2.3.2: Photo du MOT 2D.

prélever le second tiers de la lumière vers les atomes. Enfin un miroir incliné à  $45^\circ$  va permettre de réfléchir le dernier tiers. Pour chaque prélèvement, le laser passe par une lame  $\frac{\lambda}{4}$  qui va permettre d'avoir une polarisation circulaire au niveau des atomes puis est rétro-réfléchi à l'aide d'un miroir incliné à  $90^\circ$ . Ce système permet d'avoir trois zones de refroidissement au lieu d'une grande nappe et permet ainsi une optimisation maximale des volumes par la simplicité du dispositif optique. En effet créer une nappe aurait nécessité plus d'optiques et plus d'espace.

Pour la direction horizontale on retrouve le même système permettant ainsi le refroidissement transversal des atomes.

Une troisième entrée de fibre permet d'insérer le faisceau pousseur. Un collimateur permet d'obtenir un faisceau de 2 mm de diamètre. Il est suivi par un diaphragme réglable afin de pouvoir diminuer, si nécessaire, le diamètre du pousseur.

Ce dispositif compact permet de créer un jet atomique simplement en branchant les fibres optiques.

### 2.3.1.3 Séquence de refroidissement

Le travail principal de cette thèse est la production d'un nouveau dispositif laser permettant le refroidissement des atomes. Ces phases de refroidissement se font sous forme de séquences dans lesquels on va faire varier les paramètres principaux qui sont, la puissance de chacun des lasers Principal et Repompeur et, le

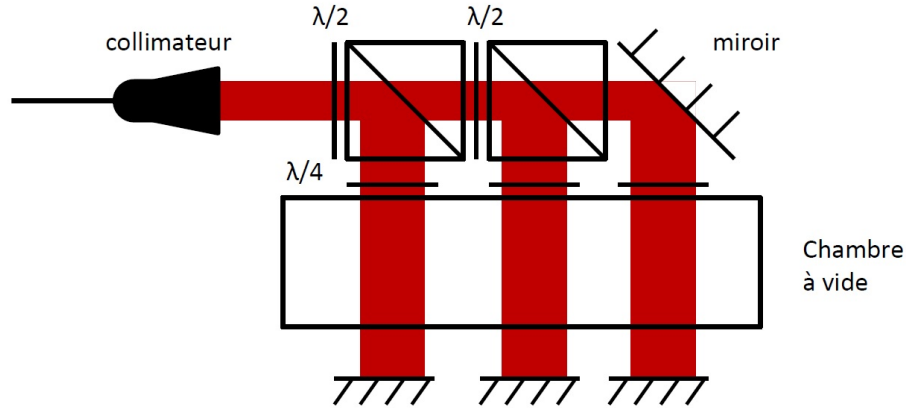


FIGURE 2.3.3: Schéma du système optique d'une direction du MOT2D

désaccord de chacune des longueurs d'onde par rapport aux transitions atomiques. Pour la phase MOT 2D seule la raie D2 est utilisée.

Afin de bien définir les besoins de ce système laser, nous allons pour chaque phase de piégeage ou de refroidissement définir le besoin à partir d'autres expériences de condensat pour l'atome de potassium 41. La première est une expérience de condensation de potassium 41 réalisée à l'Université de Tokyo au Japon [51]. La seconde est une expérience de condensation de potassium 41 à l'Université des Sciences et Technologies de Chine à Hefei [52].

L'expérience de Tokyo a utilisé les paramètres suivants pendant plusieurs secondes dans lequel un MOT 2D ayant la même configuration que le nôtre est utilisé. Le laser Principal est désaccordé dans le rouge de  $\delta_{2P} = -5,3\Gamma$  par rapport à la transition et le Repompeur est désaccordé dans le rouge de  $\delta_{2R} = -3,7\Gamma$  par rapport à la transition avec  $\Gamma = 6\text{MHz}$ . Le laser est un faisceau elliptique de rapport 1x3 et un waist de 9,4 mm sur le petit diamètre. Le laser Principal a une intensité  $I_P = 18 \times I_{Sat}$  et le Repompeur une intensité  $I_{2R} = 10 \times I_{Sat}$  avec  $I_{Sat} = 1,75 \text{ mW.cm}^{-2}$  l'intensité de saturation du potassium 41. Le laser pousseur qui sert à envoyer les atomes du MOT 2D vers le MOT 3D a une fréquence désaccordée vers le rouge de la transition du Repompeur de la raie D2 ( $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ )  $\delta_{Pousseur} = -1\Gamma$  et une puissance optique de 2 mW pour un diamètre de 0,35 mm. Les paramètres précédents permettent d'avoir un débit de  $1,4 \times 10^9$  atomes/s.

L'expérience de Hefei utilise un MOT 2D semblable au notre [52], la séquence

## CHAPITRE 2. VERS LA CONDENSATION DE BOSE EINSTEIN DU POTASSIUM 4153

	$\frac{\delta_{2P}}{\Gamma}$	$\frac{I_{2P}}{I_{Sat}}$	$\frac{\delta_{2R}}{\Gamma}$	$\frac{I_{2R}}{I_{Sat}}$	$\frac{\delta_{Pousseur}}{\Gamma}$	$P_{Pousseur}(mW)$	n (atomes/s)
Tokyo	-5,3	18	-3,7	10	-1	2	$1,4 \times 10^9$
Hefei	-3,6		-2.1		+1	$\leq 10$	
Besoins	$0 \geq \delta_{2P} \geq -8$	$\geq 18$	$0 \geq \delta_{2R} \geq -8$	$\geq 10$	$0 \leq \delta_{Pousseur} \leq 5$	10	

TABLE 2.1: tableau comparatif pour la phase MOT 2D

de plusieurs secondes. Le laser Principal est désaccordé dans le rouge de  $\delta_{2P} = -3,6\Gamma$  par rapport à la transition et le Repompeur est désaccordé dans le rouge de  $\delta_{2R} = -2,1\Gamma$ . Le faisceau pousseur a un waist de 0.8mm et est désaccordé vers le bleu de la transition du Repompeur de la raie D2 ( $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ )  $\delta_{Pousseur} = +1\Gamma$  pour une puissance de quelques mW.

L'ensemble des paramètres utilisés sont résumés dans le tableau 2.1 .

A partir des résultats expérimentaux obtenus par ces deux équipes, on peut définir les besoins de notre ligne laser pour la phase MOT 2D. De manière générale, le désaccord des fréquences laser du Principal et du Repompeur se fait dans le rouge, il faut que  $\delta_{2P} \leq 0$  et  $\delta_{2R} \leq 0$ . Les deux expériences précédentes ont montré que le désaccord du Principal était toujours supérieur à celui du Repompeur (en valeur absolue), ce qui implique  $\delta_2 \leq 0$  avec  $\delta_2 = \delta_{2P} - \delta_{2R}$ . Enfin on estime la valeur maximale (en valeur absolue) des désaccords  $\delta_{2P}$ ,  $\delta_{2R}$  et  $\delta_2$  tel que  $\delta_{2P} \geq -8\Gamma$ ,  $\delta_{2R} \geq -8\Gamma$  et  $\delta_2 \geq -3\Gamma$ . Pour le pousseur il faut un désaccord vers le bleu de la transition du Repompeur tel que  $0 \leq \delta_{Pousseur} \leq 5\Gamma$ .

On sait aujourd'hui que plus la puissance optique est grande plus le nombre d'atomes refroidi sera important. Il faut avoir le plus de puissance possible en sachant qu'il est nécessaire que l'intensité du Principal et du Repompeur soit au moins supérieur aux puissances utilisées dans les expériences précédentes soit  $I_{2P} \geq 18 \times I_{Sat}$  et  $I_{2R} \geq 10 \times I_{Sat}$  .

Connaissant la taille des faisceaux dans le MOT 2D on obtient des puissances  $P \geq 166mW$  pour chaque faisceau correspondant à une direction.

Il est important de noter que les paramètres en puissance et en fréquence du MOT 2D sont très dépendants du système et peuvent varier de manière importante d'une expérience à une autre.

Maintenant que les caractéristiques techniques du MOT 2D ainsi que les besoins de la ligne laser pour la séquence du MOT 2D ont été déterminés, nous allons nous intéresser au MOT 3D.

## 2.3.2 MOT 3D

Le MOT 3D a pour objectif de piéger un nuage atomique refroidit à des températures de l'ordre de quelques mK. Pour ce faire, nous allons utiliser six faisceaux contre-propageant dans les trois directions de l'espace afin de refroidir les atomes. A ceci s'ajoute un gradient de champ magnétique qui combiné aux lasers permet un piégeage spatial des atomes.

### 2.3.2.1 Description du dispositif

Le dispositif est composé d'un octogone (figure 2.3.4) en inox LN 316 qui va accueillir les atomes du MOT 3D jusqu'à la condensation. L'inox LN 316 a été choisi car il est amagnétique et sera donc utile lors de l'utilisation des résonances de Feshbach . Ainsi, l'enceinte ne va pas perturber les champs magnétiques. Sur cet octogone sont placés six hublots CF40 (figure 2.3.5), les deux hublots qui sont dans l'axe vertical sont destinés à la réalisation de l'onde stationnaire nécessaire au Kicked Rotor (cf partie 1), les quatre autres hublots servent aux lasers contre-propageants qui refroidissent les atomes dans les deux directions transversales. Sur les faces planes de l'octogone sont placés deux hublots réentrant CF160 qui permettent aux lasers contre-propageant de refroidir les atomes dans la direction longitudinale. Ces hublots réentrants permettent d'y insérer deux bobines en configuration anti-helmoltz qui servent à faire le gradient de champ nécessaire aux différentes phases de refroidissement. De part et d'autre de l'octogone sont positionnées des croix CF40-CF60 qui sont reliés par le port CF40. Sur la première croix, on place d'un côté des ports CF60 une vanne d'angle AV150M-MDC à laquelle on branche le groupe de pompage turbomoléculaire HiCUBE de chez Pfeiffer permettant d'atteindre un premier vide de  $10^{-8}$  mbar. De l'autre côté de cette croix, sur le deuxième port CF60 on place une pompe NEXTorr D500 (qui combine une pompe getter avec une pompe ionique de débit 6 l/s) permettant d'atteindre à l'aide d'une seconde pompe NEXTorr D300 un vide inférieur à  $10^{-10}$  mbar. Cette seconde pompe est située sur un des deux ports CF60 de la deuxième croix. Cette deuxième croix permet de relier le MOT 3D au MOT 2D afin de permettre au jet atomique issu de MOT 2D, de se diriger dans l'enceinte du MOT3D. Une jauge de pression est insérée dans le deuxième port CF60 de cette croix. A noter qu'une vanne tiroir F-GU-625-MDC sépare le MOT 3D du MOT 2D afin de permettre de les isoler lorsqu'on souhaite faire une modification sur l'un ou sur l'autre.

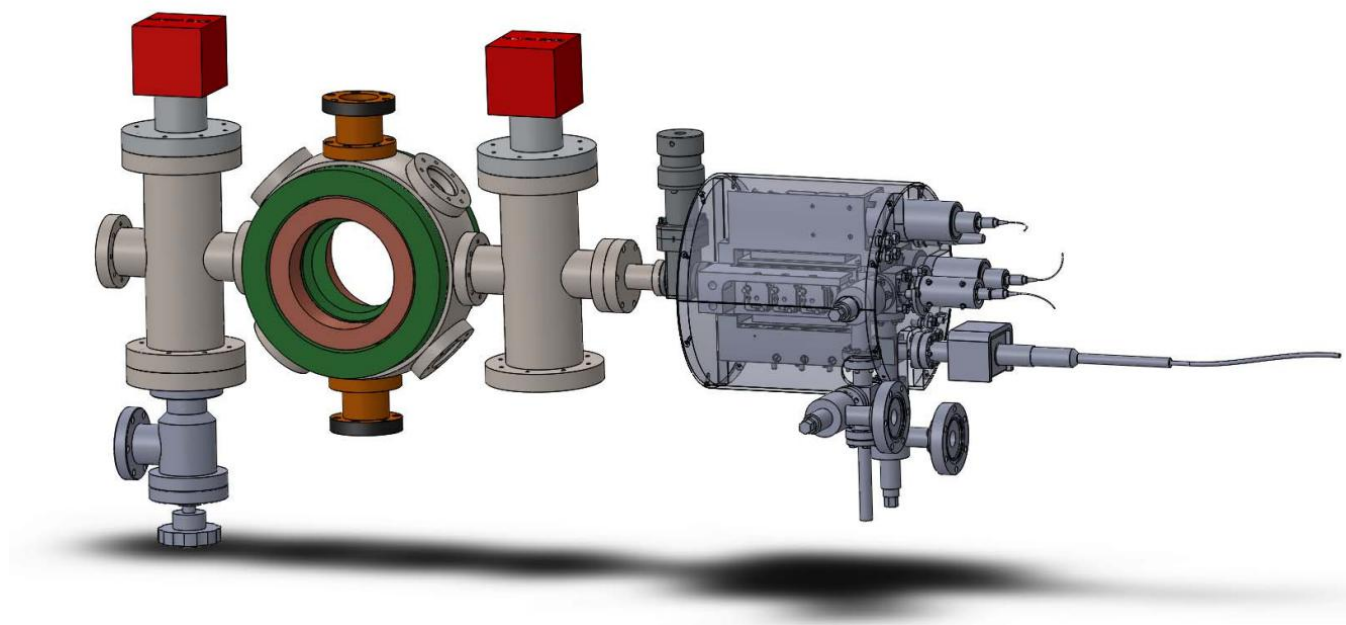


FIGURE 2.3.4: Ensemble du dispositif expérimental contenant le MOT2D et le MOT3D



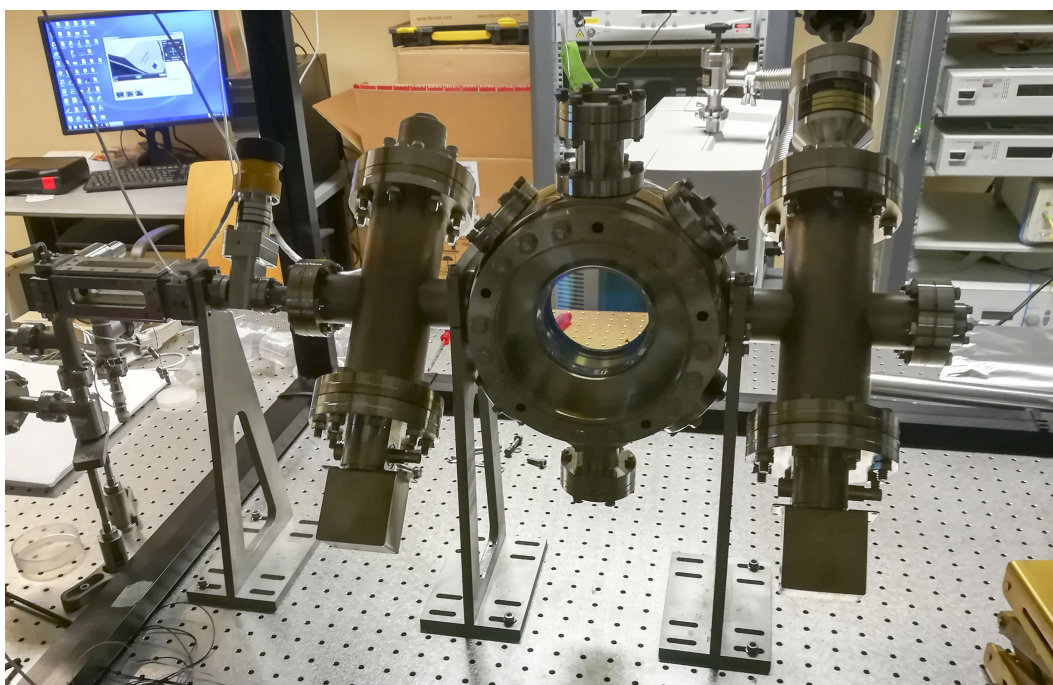


FIGURE 2.3.5: Photo de l'ensemble du système à vide (sans les dispositifs optiques)

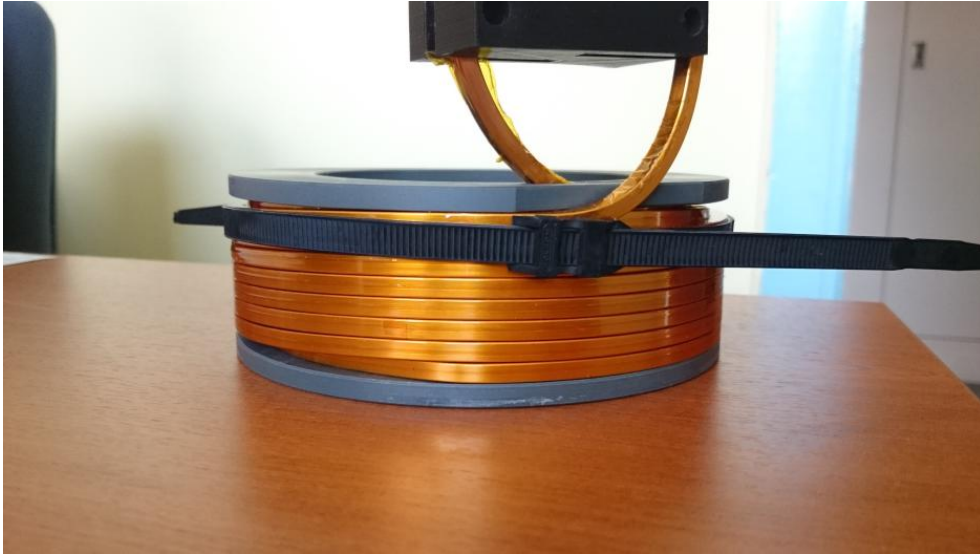


FIGURE 2.3.6: Photo d'une des deux bobines

### 2.3.2.2 Bobines de champ magnétique

Les bobines jouent un rôle fondamental dans le piégeage des atomes. En effet le gradient de champ généré par les bobines permet de confiner les atomes durant la phase de refroidissement du MOT 3D. Durant cette phase, le gradient de champ nécessaire est d'environ 15 G/cm. Plus tard dans le refroidissement des atomes, lors de la phase d'évaporation magnétique, des gradients de champs magnétiques plus importants seront nécessaires. En effet on doit être capable d'avoir un gradient d'environ 200G/cm au niveau des atomes. Les bobines seront placés en configurations Anti-Helmholtz, c'est-à-dire que le rayon des bobines est égal à la distance qui sépare leur centre et leurs courants se propagent dans le sens opposé. Les hublots réentrants imposent un rayon maximum de 76.5 mm et un courant minimum de 52 mm. Finalement des bobines de 28 spires (8x4 spires) ont été réalisées à partir d'un tube de cuivre carré (wolverine tubes) 5x5mm avec un trou rond de 3mm de diamètre permettant un refroidissement à l'eau (figure 2.3.6). Le rayon maximum des bobines est de  $R_{max} = 74mm$  et un rayon minimum de  $R_{min} = 54mm$  permettant ainsi de les insérer dans les hublots réentrants. Le tube de cuivre est recouvert d'une pellicule de Kapton permettant l'isolation électrique entre les différentes spires. Pour un courant de 300 A, on obtient un gradient de champ sur les atomes de 203 G/cm (figure 2.3.7).

Nos bobines ont été réalisées au sein du laboratoire à l'aide du mécanicien

Gauthier Dekyndt permettant de réaliser plusieurs versions selon l'évolution du besoin de l'équipe et de réaliser une économie importante sur le plan financier (figure 2.3.6). La bobine a été enroulée à partir d'un tour sur un support de PVC réalisé au laboratoire. Une fois le bobinage terminé, une noix de serrage permet de maintenir les spires de chaque bobine. Les bobines ont une résistance de  $9.6m\Omega$  chacune et sont branchées en série. Afin d'atteindre un courant de 400 A tout en ayant un bruit d'alimentation inférieur à 100 ppm (pour éviter les fluctuations de champ au niveau des atomes) nous avons deux alimentations Keysight N7970A d'une puissance de 2000W permettant chacune de délivrer 200A et 9 V chaque alimentation a un bruit de l'ordre de 100 ppm permettant d'avoir des fluctuations de champ inférieurs à 100 ppm. En branchant ces deux alimentations en parallèle, on peut atteindre des courants de 400 A qui correspondent à un gradient de champ de 270G/cm. La tension associée à ce courant est de 3.84V par bobine soit une tension totale de 7.68 V et une puissance dissipée par les deux bobines de 3072 W. Cette puissance dissipée par effet joule est largement évacuée par le système de refroidissement à eau afin de garder les bobines à température ambiante. Pour relier les bobines aux alimentations on utilise des câbles de cuivre multibrins d'une section de 185 mm<sup>2</sup> reliés aux alimentations et aux bobines à l'aide de cosses qui vont pouvoir résister au courant de 400A.

A terme, un système permettant de passer de la configuration anti-Helmholtz vers la configuration Helmholtz en changeant le sens du courant dans une des bobines va permettre de produire des champs homogènes allant jusqu'à 1300 G. Ainsi pour d'autres espèces atomiques et notamment le potassium 39, on va pouvoir utiliser les résonances de Feschbach pour contrôler les interactions inter-atomiques et étudier le Kicked Rotor avec interactions.

### 2.3.2.3 Système optique

Afin de produire les six faisceaux contre-propageants nécessaires au refroidissement des atomes dans les trois directions de l'espace, six fibres optiques amènent les faisceaux dans les systèmes optiques suivants (figure 2.3.8). Ces dispositifs sont inspirés d'une expérience réalisée au NIST [59]. Ils sont tous identiques (figure 2.3.9) et sont composés d'une lame quart d'onde qui permet de donner une polarisation circulaire aux faisceaux. Puis, de l'ensemble lentille divergente plan-concave de focale  $f=-25$  mm, lentille convergente ménisque de focale  $f=150$  mm et lentille convergente plan-convexe de focale  $f=150$  mm. Cette ensemble permet de modifier la taille du faisceau et de le collimater. Ce dispositif permet de faire varier le waist du faisceau entre 7 mm et 14 mm.

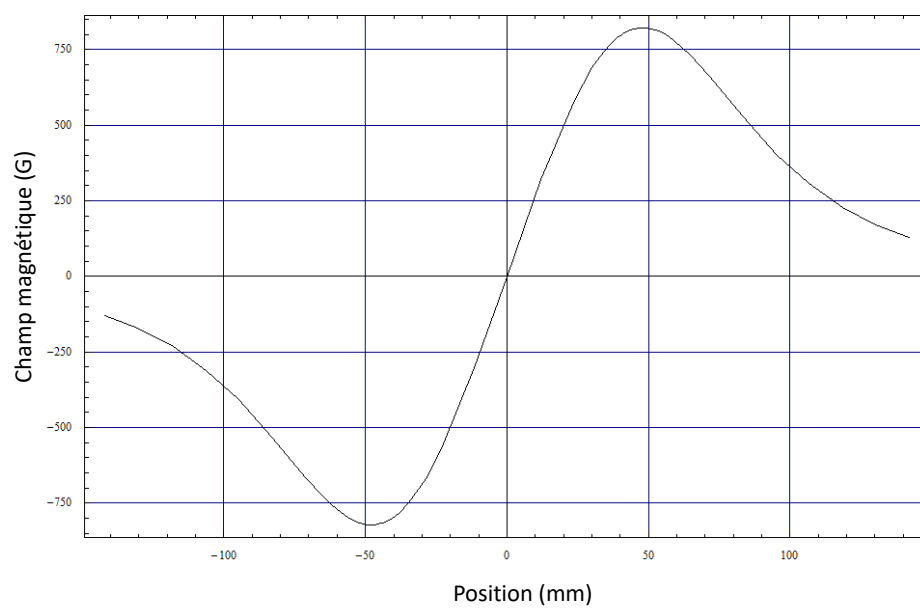


FIGURE 2.3.7: Calcul du gradient de champ magnétique produit par les bobines pour un courant de 400A

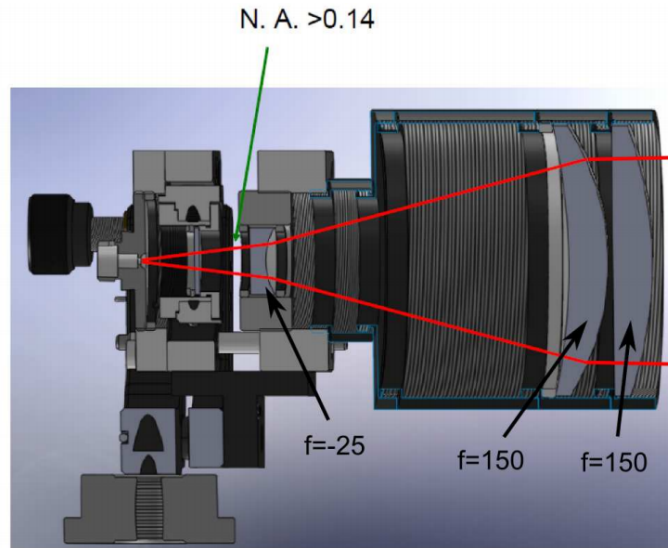


FIGURE 2.3.8: Système optique permettant la mise en forme des faisceaux destinés au refroidissement des atomes dans le MOT 3D. Figure extraite de [59].

#### 2.3.2.4 Séquence de refroidissement

Comme dans la partie 2.1.3 on s'intéresse aux séquences de l'équipe de l'Université de Tokyo et de l'équipe de l'Université des Sciences et Technologies de Chine afin d'établir les besoins de nos lignes laser. Pour le MOT 3D seule la raie D2 est utilisée.

La première utilise six faisceaux contre-propageants ayant un diamètre de 15 mm. Le laser Principal est désaccordé dans le rouge de la transition de  $\delta_{2P} = -4.7\Gamma$  et le laser Repompeur est désaccordé dans le rouge de la transition de  $\delta_{2R} = -3.3\Gamma$ .

La seconde, qui travaille dans les mêmes conditions expérimentales que notre équipe, utilise six lasers contre-propageants dans les trois directions de l'espace avec un waist de 9 mm pour refroidir les atomes. Le laser Principal est désaccordé dans le rouge de la transition de  $\delta_{2P} = -8.9\Gamma$  et le laser Repompeur est désaccordé dans le rouge de la transition de  $\delta_{2R} = -5\Gamma$ . L'intensité du laser Principal est inférieure à celle du Repompeur, en effet  $I_{2P} = 11,5 \times I_{Sat}$  et  $I_{2R} = 17,5 \times I_{Sat}$  soit une intensité totale  $I_2 = 29 \times I_{Sat}$  où  $I_{2Sat} = 1,75 \text{ mW.cm}^{-2}$  ce qui correspond à une puissance optique totale de 64,6 mW par faisceau. Le chargement du piège se fait en 2 secondes et  $N = 4 \times 10^9$  atomes sont piégés à une température de  $T = 5,6 \text{ mK}$ .

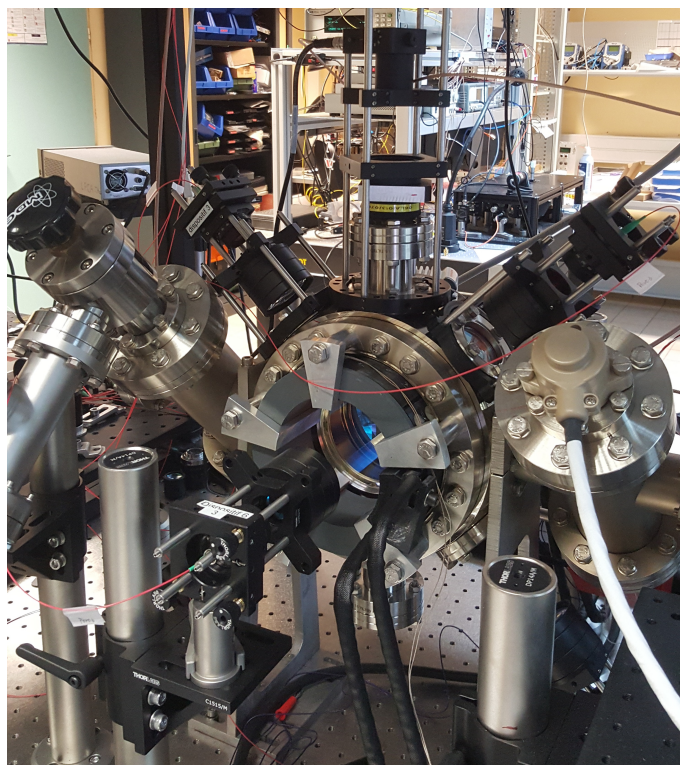


FIGURE 2.3.9: Photo de l'enceinte du MOT 3D sur laquelle on peut voir trois des six système optiques utilisés pour la mise en forme des faisceaux du MOT 3D

	$\delta_{2P}/\Gamma$	$I_{2P}/I_{Sat}$	$\delta_{2R}/\Gamma$	$I_{2R}/I_{Sat}$	N (atomes)	T(mK)
Tokyo	-4,7		-3,3			
Hefei	-8,9	11,5	-5	17,5	$4 \times 10^9$	5,6
Besoins	$0 \geq \delta_{2P} \geq -10$	$\geq 11,5$	$0 \geq \delta_{2R} \geq -8$	$\geq 17,5$		

TABLE 2.2: Tableau comparatif pour la phase MOT 3D

L'ensemble des résultats précédents sont résumés dans le tableau 2.2.

A partir des résultats expérimentaux obtenus par ces deux équipes, on définit les besoins de notre ligne laser pour la phase MOT 3D. On retrouve certains résultats identiques au MOT 2D, le désaccord des fréquences laser du Principal et du Repompeur se font dans le rouge ce qui implique  $\delta_{2P} \leq 0$  et  $\delta_{2R} \leq 0$ . De plus, le désaccord du Principal est toujours supérieur à celui du Repompeur (en valeur absolue), on a  $\delta_2 \leq 0$  avec  $\delta_2 = \delta_{2P} - \delta_{2R}$ . A partir des résultats précédents, on estime la valeur maximale (en valeur absolue) des désaccords  $\delta_{2P}$ ,  $\delta_{2R}$  et  $\delta_2$  tel quel  $\delta_{2P} \geq -10\Gamma$ ,  $\delta_{2R} \geq -8\Gamma$  et  $\delta_2 \geq -3\Gamma$ . Pour les puissances optiques, il faut que l'intensité du Principal soit supérieure à  $I_{2P} \geq 11.5 \times I_{Sat}$  et que l'intensité du Repompeur soit supérieure à  $I_{2R} \geq 17.5 \times I_{Sat}$  soit une intensité totale  $I_2 \geq 29 \times I_{Sat}$  qui correspond, avec des faisceaux d'un waist de 10 mm à une puissance par faisceau  $P_{faisceau} \geq 80mW$  soit une puissance totale  $P \geq 480mW$ .

Après avoir estimé les besoins du système laser pour le MOT 2D et le MOT 3D nous nous intéressons maintenant à la phase CMOT.

### 2.3.3 CMOT

La densité dans un MOT est limitée par les collisions assistées par la lumière et les processus de diffusions multiples qui induisent une force répulsive entre les atomes. Or, si on veut charger efficacement un piège conservatif, il faut augmenter la densité du nuage atomique. Le CMOT est un moyen astucieux d'augmenter la densité sans perdre trop d'atomes [60]. Le principe est de réduire la puissance du laser Repompeur tout en augmentant le désaccord du laser Principal. A cela s'ajoute une augmentation du gradient de champ. Ainsi, les atomes sont pompés dans un état peu couplé à la lumière ce qui réduit les processus de diffusion et donc la force repulsive entre les atomes. Cette méthode est efficace toutefois, il a été montré dans l'équipe du laboratoire Charles Fabry sur l'atome de potassium 39 qu'en utilisant le laser Repompeur de la raie D2 avec le laser Principal de la raie D1 on obtient de meilleurs résultats [53]. L'équipe de l'Université de Tokyo

n'utilise que la raie D2 pour la phase CMOT, nous ne nous intéresserons pas à la séquence qu'ils ont utilisé.

L'équipe de l'Université des Sciences et Technologies de Chine utilise le Repompeur de la raie D2 et le Principal de la raie D1 comme nous souhaitons le faire. La séquence dure 10ms, le champ magnétique initialement à  $B = 13G/cm$  est augmenté à  $B = 21G/cm$ . Le laser Repompeur de la raie D2 est initialement désaccordé dans le rouge de  $\delta_{2R} = -5,6\Gamma$  puis ce désaccord est augmenté (en valeur absolue) à  $\delta_{2R} = -8,4\Gamma$ . Son intensité est diminuée de  $I_{2R} = 1 \times I_{Sat}$  à  $I_{2R} = 0,5 \times I_{Sat}$ . Le laser Principal de la raie D1 est initialement désaccordé dans le bleu de la transition de  $\delta_{1P} = 3,6\Gamma$ . Ce désaccord est augmenté vers  $\delta_{1P} = 4,5\Gamma$ . Comme pour le Repompeur de la raie D2, l'intensité de laser Principal de la raie D1 est diminuée de  $I_{1P} = 11,4 \times I_{Sat}$  vers  $I_{1P} = 0,1 \times I_{Sat}$ . Cette séquence permet d'augmenter d'un facteur 100 la densité du nuage tout en gardant 60% des atomes soit  $N = 2,6 \times 10^9$  et de diminuer la température à  $T = 418\mu K$ .

Il faut être capable d'allumer le laser Principal et le laser Repompeur de manière indépendante pour le système laser de la raie D1 et pour celui de la raie D2. Il faut pouvoir effectuer des rampes en puissance et en fréquence sur des durées de quelques millisecondes. Dans un premier temps, on s'intéresse à la raie D2. Seul le Repompeur est allumé et il faut des intensités relativement faible par rapport à celles des parties précédentes  $0,5I_{Sat} \leq I_{2R} \leq I_{Sat}$ . Le laser est désaccordé dans le rouge du Repompeur dans l'intervalle  $-8,4\Gamma \leq \delta_{2R} \leq -5,6\Gamma$  (tableau 2.3).

Une fois cette étape terminée, la raie D2 ne sera plus utilisée dans les prochaines phases de refroidissement. Il est propice de faire un bilan des besoins de la ligne laser D2 à partir de ce qui a été vu précédemment. Pour le désaccord en fréquence, il faut pouvoir le faire varier pour le laser principal et le laser Repompeur de façon indépendante sur des durées de quelques millisecondes. Ces désaccords sont toujours dans le rouge de la transition et compris dans l'intervalle  $-10\Gamma \leq \delta_{2P} \leq 0\Gamma$  pour le Principal et  $-10\Gamma \leq \delta_{2R} \leq 0\Gamma$  pour le Repompeur avec la condition  $\delta_{2P} \leq \delta_{2R}$  soit  $\delta_2 \leq 0$ .

Pour les intensités lasers, de même que pour les fréquences, il faut être capable de faire des séquences sur des durées de quelques millisecondes. De plus il faut pouvoir régler l'intensité du laser Repompeur indépendamment de la puissance du laser Principal. Enfin il faut être capable d'avoir du laser Repompeur sans avoir de laser Principal. Il faut avoir une intensité pour le laser Principal  $I_{2P} \geq 11,5 \times I_{Sat}$  pour le MOT 3D et  $I_{2P} \geq 18 \times I_{Sat}$  pour le MOT2D. Pour le laser Repompeur, il faut que  $I_{2R} \geq 17.5 \times I_{Sat}$  pour le MOT 3D et  $I_{2R} \geq 10 \times I_{Sat}$  pour le MOT 2D (tableau 2.4).

Enfin, il faut prévoir un faisceau pousseur pour le MOT 2D d'une puissance



	$\delta_{2R}/\Gamma$	$I_{2R}/I_{Sat}$	$\delta_{1P}/\Gamma$	$I_{1P}/I_{Sat}$	N (atomes)	T(mK)
Hefei	$-5,6 \rightarrow -8,4$	$1 \rightarrow 0,5$	$3,6 \rightarrow 4,5$	$11,4 \rightarrow 0,1$	$2,6 \times 10^9$	$418\mu K$
Besoins	$0 \geq \delta_{2R} \geq -10$	$\geq 1$	$5 \geq \delta_{2R} \geq 0$	$\geq 12$		

TABLE 2.3: Tableau comparatif pour la phase CMOT

	$\delta_{2P}/\Gamma$	$I_{2P}/I_{Sat}$	$\delta_{2R}/\Gamma$	$I_{2R}/I_{Sat}$
Besoins	$0 \geq \delta_{2P} \geq -10$	$\geq 11,5$	$0 \geq \delta_{2R} \geq -10$	$\geq 17,5$

TABLE 2.4: Tableau récapitulatif des besoins de la ligne D2

de quelques mW et désaccorder dans le bleu de la transition du Repompeur de quelques  $\Gamma$ .

Pour la raie D1, la phase CMOT nécessite de pouvoir allumer le laser Principal sans le Repompeur. La fréquence du laser Principal doit pouvoir être désaccorder dans le bleu de la transition dans l'intervalle  $0\Gamma \leq \delta_{1P} \leq 5\Gamma$ . L'intensité du laser doit être supérieur à  $I_{1P} \geq 11,4 \times I_{Sat}$ .

### 2.3.4 Mélasse grise

Une fois qu'un nuage d'atomes dense est obtenu, la température reste trop importante pour permettre l'évaporation. Il faut une phase de refroidissement sub-doppler (en utilisant l'effet Sisyphes). De manière générale, pour les alcalins comme le Cs ou Rb, on fait une mélasse "brillante" qui consiste à couper le gradient de champ magnétique tout en augmentant le désaccord en fréquence et en diminuant l'intensité des lasers de la raie D2. Les atomes subissent alors une force de type frottement fluide de la part du champ lumineux sans force de piégeage. Cette méthode est efficace avec l'atome de Rubidium mais atteint très rapidement ses limites avec l'atome de Potassium. En effet la structure hyperfine du niveau excité n'ayant une largeur que de 21 MHz implique que lorsqu'on va désaccorder les lasers dans le rouge, ils vont entrer en résonance avec un autre état excité inhi-bant ainsi le refroidissement. Pour pallier ce problème, une configuration combinant piégeage cohérent de population et refroidissement Sisyphes a été développée dans les années 90 : la mélasse grise [61, 62, 63]. .

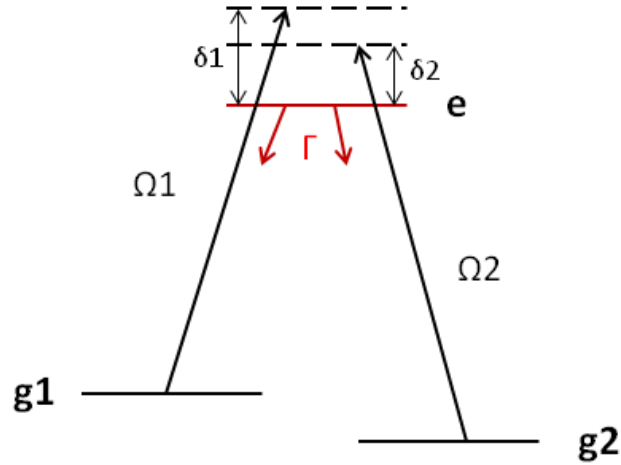


FIGURE 2.3.10: Schéma du système à trois niveaux. On considère que les deux niveaux fondamentaux ont une durée de vie infinie.

### 2.3.4.1 Principe de la mélasse grise

Afin de comprendre le principe et les enjeux de la mélasse grise, nous reprenons le travail de Guillaume Salomon [53]. Pour ce faire, nous utilisons un modèle à trois niveaux en configuration  $\Lambda$  dans une champ lumineux bichromatique (correspondant au laser Principal et au laser Repompeur de la raie D1). Le niveau excité a une durée de vie  $\Gamma^{-1}$  et on considère que les deux niveaux fondamentaux ont une durée de vie infinie (figure 2.3.10). On applique alors à l'atome un champ laser bichromatique de pulsations  $\omega_1$  et  $\omega_2$  qui correspond à des désaccords  $\delta_i = \omega_i - \omega_{0i}$  par rapport aux transitions  $g_i \rightarrow e$  avec  $i = 1, 2$ .

Considérons un atome au repos, son état interne est décrit par l'hamiltonien suivant :

$$H_{\Lambda} = -\hbar\omega_{01} |g_1\rangle\langle g_1| - \hbar\omega_{02} |g_2\rangle\langle g_2| \quad (2.3.1)$$

On suppose que les lasers sont en configuration lin/lin ce qui implique une modulation spatial [64]. Il y a deux réseaux décalés d'une distance caractérisée par l'angle  $\varphi$ . Notre objectif étant de comprendre le principe de la mélasse grise, nous allons nous contenter d'une étude qualitative.

On écrit le potentiel d'interaction entre l'atome et les lasers :

$$V_{AL} = \hbar\Omega_1 \cos(k_1 z + \varphi) (e^{-i\omega_1 t} |e\rangle \langle g_1| + h.c.) + \hbar\Omega_2 \cos(k_2 z) (e^{-i\omega_2 t} |e\rangle \langle g_2| + h.c.) \quad (2.3.2)$$

On utilise la transformation unitaire  $T(t)$  pour passer dans le référentiel tournant :

$$T(t) = e^{-i\omega_1 t |g_1\rangle \langle g_1| - i\omega_2 t |g_2\rangle \langle g_2|} \quad (2.3.3)$$

On obtient alors un hamiltonien du système :

$$H = \hbar\delta_1 |g_1\rangle \langle g_1| + \hbar\delta_2 |g_2\rangle \langle g_2| + \hbar\Omega_1 \cos(k_1 z + \varphi) (|e\rangle \langle g_1| + h.c.) + \hbar\Omega_2 \cos(k_2 z) (|e\rangle \langle g_2| + h.c.) \quad (2.3.4)$$

Pour  $\delta_1 = \delta_2$  il existe un état  $|\psi_{NC}\rangle$  non couplé au champ lumineux :

$$|\psi_{NC}\rangle = \frac{1}{\Omega(z)} (\Omega_2 \cos(k_2 z) |g_1\rangle - \Omega_1 \cos(k_1 z + \varphi) |g_2\rangle) \quad (2.3.5)$$

avec,  $\Omega(z) = \sqrt{(\Omega_1 \cos(k_1 z + \varphi))^2 + (\Omega_2 \cos(k_2 z))^2}$ .

On introduit alors  $|\psi_C\rangle$  l'état couplé à la lumière orthogonal à  $|\psi_{NC}\rangle$  et à  $|e\rangle$  :

$$|\psi_C\rangle = \frac{1}{\Omega(z)} (\Omega_1 \cos(k_1 z + \varphi) |g_1\rangle + \Omega_2 \cos(k_2 z) |g_2\rangle) \quad (2.3.6)$$

qui vérifie :

$$\langle e| V_{AL} |\psi_C\rangle = \hbar\Omega(z) \quad (2.3.7)$$

On introduit une nouvelle base  $\{|\psi_{NC}\rangle, |\psi_C\rangle \text{ et } |e\rangle\}$  pour décrire le système. Les éléments diagonaux de  $H$  des états  $|\psi_{NC}\rangle$  et  $|\psi_C\rangle$  sont donnés par :

$$\left\{ \hbar\delta_{NC} = \hbar\delta_1 \left(\frac{\Omega_2 \cos(k_2 z)}{\Omega(z)}\right)^2 + \hbar\delta_2 \left(\frac{\Omega_1 \cos(k_1 z + \varphi)}{\Omega(z)}\right)^2 \quad \hbar\delta_C = \hbar\delta_1 \left(\frac{\Omega_1 \cos(k_1 z + \varphi)}{\Omega(z)}\right)^2 + \hbar\delta_2 \left(\frac{\Omega_2 \cos(k_2 z)}{\Omega(z)}\right)^2 \right. \quad (2.3.8)$$

qui sont égaux lorsque  $\delta_1 = \delta_2$ . Pour un atome de vitesse nulle on a :

$$\left\{ V_{AL} |\psi_{NC}\rangle = 0 \quad \langle \psi_C | H | \psi_{NC} \rangle = \hbar(\delta_1 - \delta_2) \frac{\Omega_1 \cos(k_1 z + \varphi) \Omega_2 \cos(k_2 z)}{\Omega(z)^2} = 0 \right. \quad (2.3.9)$$

Les atomes de vitesses nulles sont piégés dans l'état non couplé et n'interagissent plus avec les lasers.

Dans le cas d'un modèle semi classique, l'état non couplé n'est plus piégeant pour une particule de vitesse  $v$  non nulle. Dans le référentiel propre de l'atome, les états de base évoluent à une vitesse angulaire proportionnelle à  $k v$  où  $k = k_1 \simeq k_2$  si  $z = vt$  ce qui implique un couplage motionnel  $V_{mot}$  :

$$V_{mot} = -i\hbar \langle \psi_C | \frac{d}{dt} | \psi_{NC} \rangle = -i\hbar v \langle \psi_C | \frac{d}{dz} | \psi_{NC} \rangle = i\hbar k v \sin(\varphi) \frac{\Omega_1 \cos(k_1 z + \varphi) \Omega_2 \cos(k_2 z)}{\Omega(z)^2} \quad (2.3.10)$$

Le mouvement de l'atome permet à l'atome de passer de l'état non couplé à l'état couplé et de subir des transitions vers l'état excité. La force du couplage est d'autant plus forte que la vitesse est grande. L'effet du couplage de  $|\psi_C\rangle$  à  $|e\rangle$  entraîne en perturbation un décalage en énergie de  $|\psi_C\rangle$  qui s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{\delta}_C = \delta_C \frac{\Omega(z)^2}{\delta_C^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \\ \tilde{\Gamma}_C = \Gamma \frac{\Omega(z)^2}{\delta_C^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \end{array} \right. \quad (2.3.11)$$

Les deux états associés sont  $|\tilde{\psi}_C\rangle$  et  $|\tilde{e}\rangle$ . L'état  $|\tilde{\psi}_C\rangle$  varie spatialement selon  $\hbar \tilde{\delta}_C$  avec une durée de vie  $\tilde{\Gamma}_C$ . L'état  $|\tilde{e}\rangle$  est très proche de  $|e\rangle$ .

On s'intéresse à l'évolution d'un atome étant dans l'état  $|\psi_{NC}\rangle$  et ayant une vitesse  $v$ . L'atome va préférentiellement être couplé à l'état  $|\tilde{\psi}_C\rangle$  lorsque la différence d'énergie entre  $|\psi_{NC}\rangle$  et  $|\tilde{\psi}_C\rangle$  est la plus faible c'est à dire pour la valeur minimale de  $\hbar \tilde{\delta}_C$ . L'atome va ensuite être excité vers l'état  $|\tilde{e}\rangle$  par absorption d'un photon préférentiellement lorsque  $\tilde{\Gamma}_C$  est maximum, c'est à dire lorsque l'écart d'énergie entre  $|\tilde{\psi}_C\rangle$  et  $|\tilde{e}\rangle$  est minimum. L'atome a gravi une montagne de potentiel avant d'être excité. Enfin l'atome va se désexciter vers l'état  $|\psi_{NC}\rangle$  ou  $|\tilde{\psi}_C\rangle$ , dans le premier cas, l'atome va perdre l'énergie correspondant à la montagne de potentiel qu'il a gravi (figure 2.3.11). C'est le même principe que le refroidissement Sisyphe, sauf que les atomes de faibles énergies sont accumulés dans l'état  $|\psi_{NC}\rangle$  qui n'est pas couplé à la lumière diminuant le taux de diffusion rendant le processus plus efficace que la mélasse rouge classique.

### 2.3.4.2 Séquence de refroidissement

L'équipe de l'Université des Sciences et Technologies de Chine effectue un mélasse grise avant de démarrer la phase d'évaporation. Ainsi, ils refroidissent  $N = 2,4 \times 10^9$  atomes à une température de  $T = 42 \mu K$ . Comme expliqué précédemment, le désaccord du laser Principal et du laser Repompeur doivent être égaux, ils sont alors désaccordés dans le bleu de la transition de  $\delta_{1P} = \delta_{1R} = 5,3\Gamma$ .

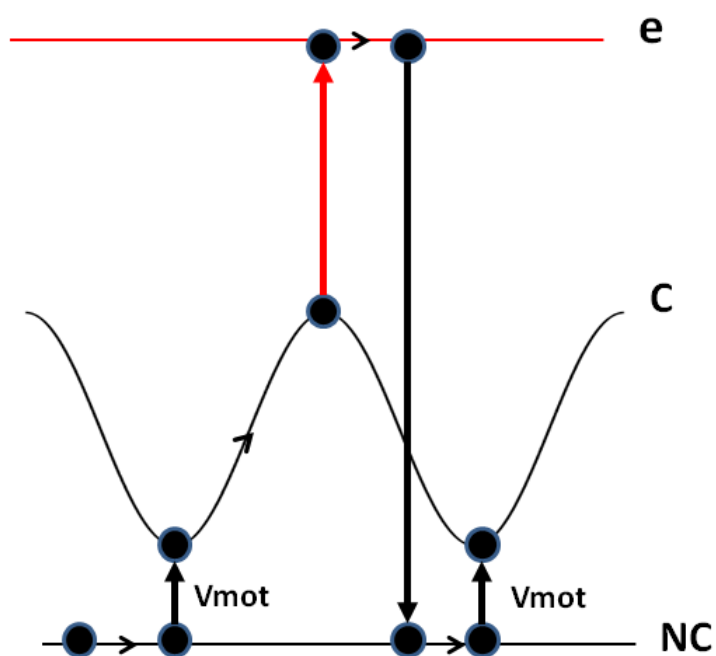


FIGURE 2.3.11: Schéma de principe du refroidissement sub-Doppler dans la mé-lasse grise.

	$\delta_{1P}/\Gamma$	$I_{1P}/I_{Sat}$	$\delta_{1R}/\Gamma$	$I_{1R}/I_{Sat}$	N(atomes)	$T(\mu K)$
Hefei	5,3	$12,5 \rightarrow 1,5$	5,3	$2,5 \rightarrow 0,3$	$2,4 \times 10^9$	42
Besoins	$6 \geq \delta_{1P} \geq 0$	$\geq 13$	$6 \geq \delta_{1R} \geq 0$	$\geq 3$		

TABLE 2.5: Tableau comparatif pour la phase Melasse Grise

	$\delta_{1P}/\Gamma$	$I_{1P}/I_{Sat}$	$\delta_{1R}/\Gamma$	$I_{1R}/I_{Sat}$
Besoins	$6 \geq \delta_{1P} \geq 0$	$\geq 13$	$6 \geq \delta_{1R} \geq 0$	$\geq 3$

TABLE 2.6: Tableau récapitulatif des besoins de la ligne D1

Les intensités sont maintenues constantes durant  $\Delta t = 2ms$ , puis subissent une rampe tel que  $I_{1P} = 12,5I_{Sat} \rightarrow 1,5I_{Sat}$  et  $I_{1R} = 2,5I_{Sat} \rightarrow 0,3I_{Sat}$ .

Il faut que le désaccord du Repompeur et du Principal soient désaccordés dans le bleu de la transition et soient identiques tel que  $0\Gamma \leq \delta_{1P} = \delta_{1R} \leq 6\Gamma$ . Il faut pouvoir faire des rampes en intensité sur des durées de quelques millisecondes avec des intensités suffisamment importantes telles que  $I_{1P} \geq 13I_{Sat}$  et  $I_{1R} \geq 3I_{Sat}$  (tableau 2.5).

Les phases de refroidissement laser étant terminées, les lasers de la raie D1 ne seront plus utilisés. Nous pouvons définir le besoin global de la ligne laser D1. Dans un premier temps, il faut être capable d'allumer le laser Principal seul tout en gardant éteint le laser Repompeur. Ensuite, il faut que les désaccords des deux raies soient identiques  $\delta_{1P} = \delta_{1R}$ . Ces mêmes désaccords doivent pouvoir être désaccordés dans le bleu dans l'intervalle  $0\Gamma \leq \delta_{1P} = \delta_{1R} \leq 6\Gamma$ . Enfin il faut pouvoir faire des rampes en intensité sur des durées de quelques millisecondes avec des intensités suffisamment importantes telles que  $I_{1P} \geq 13I_{Sat}$  qui correspond à une puissance optique utile  $P_{1P} = 296mW$  et  $I_{1R} \geq 3I_{Sat}$  soit  $P_{1R} = 68mW$ . L'ensemble des besoins de la ligne D1 sont résumés dans le tableau 2.6.

## 2.4 Vers la condensation de Bose Einstein

Après les phases de refroidissement sub Doppler présentées précédemment, la température du nuage atomique n'est pas suffisamment faible pour observer la transition de phase qu'est la condensation de Bose Einstein. Il est nécessaire de diminuer la température du nuage tout en augmentant sa densité. Pour ce faire, les étapes d'évaporations sont nécessaires. Il existe deux méthodes qui sont l'évaporation magnétique et l'évaporation optique. Elles présentent toutes deux des avantages et des inconvénients. La première consiste à placer le nuage atomique dans un gradient de champ magnétique tout en plaçant les atomes dans un niveau atomique piégeant. Puis, en effectuant une rampe de transition RF d'un état piégeant vers un état anti-piégeant, les atomes les plus chauds du piège sont évacués du nuage puis par thermalisation, la température du nuage diminue. Cette méthode présente l'avantage de capturer beaucoup d'atomes issus de la mélasse grise mais présente l'inconvénient de perdre beaucoup d'atomes à basse température par retournement de spin d'un état liant en présence du gradient de champ à un état anti-liant.

La deuxième méthode consiste à placer le nuage atomique dans un piège dipolaire. En diminuant l'amplitude du piège, les atomes les plus chauds s'échappent du piège et par thermalisation la température du piège diminue. Cette méthode présente l'avantage d'être efficace pour les très basses températures mais la capture des atomes issus de la mélasse grise induit beaucoup de pertes d'atomes.

Nous avons choisi d'utiliser une méthode développée sur l'atome de Rubidium, l'évaporation hybride d'une évaporation magnétique et d'une évaporation optique.

### 2.4.1 Evaporation Magnétique

Afin de bien comprendre le principe de l'évaporation magnétique, nous nous intéressons dans un premier temps à l'interaction des atomes avec un champ magnétique. La structure fine de l'atome provient du couplage du moment angulaire des électrons de valence  $\mathbf{L}$  avec le spin  $\mathbf{S}$  auxquels on associe les nombres quantiques  $L$  et  $S$ . Le moment angulaire total  $\mathbf{J}$  auquel on associe le nombre quantique  $J$  est défini par :

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S} \quad (2.4.1)$$

avec  $|L - S| \leq J \leq L + S$ . Le niveau électronique fondamental du  $^{41}\text{K}$  est le

niveau  $4^2S_{1/2}$  avec  $L = 0$  et  $S = 1/2$  soit  $J = 1/2$ .

La structure hyperfine de l'atome vient de l'interaction entre le moment angulaire total  $\mathbf{J}$  et le spin nucléaire  $\mathbf{I}$  tel que

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I} \quad (2.4.2)$$

on associe le nombre quantique  $I$  au spin nucléaire  $\mathbf{I}$  et le nombre quantique  $F$  à l'opérateur  $\mathbf{F}$  tel que  $|J - I| \leq F \leq J + I$ . Pour l'atome de Potassium 41,  $I = \frac{3}{2}$ , on obtient  $F = 1$  ou  $F = 2$ .

L'hamiltonien qui décrit la structure hyperfine du niveau fondamental est donné par [65] :

$$\mathbf{H}^{hf} = \frac{a_{hf}}{\hbar^2} \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} \quad (2.4.3)$$

avec  $a_{hf}$  la constante du dipole magnétique et :

$$\mathbf{I} \cdot \mathbf{J} = \frac{1}{2} (\mathbf{F}^2 - \mathbf{I}^2 - \mathbf{J}^2) \quad (2.4.4)$$

En l'absence de champ magnétique, l'écart d'énergie entre les deux sous-niveaux hyperfins du niveau fondamental vaut :

$$\Delta E_{hf} = \frac{a_{hf}}{2} \left( I + \frac{1}{2} \right) \quad (2.4.5)$$

En présence d'un champ magnétique on doit prendre en compte l'effet Zeeman donné par l'hamiltonien :

$$\mathbf{H}^Z = \frac{\mu_B}{\hbar} (g_J \mathbf{J} + g_I \mathbf{I}) \cdot \mathbf{B} \quad (2.4.6)$$

où  $g_I$  est le facteur de Landé nucléaire tel que  $\mu = -g_I \mu_B \mathbf{I}$  avec  $\mu_B$  le magnéton de Bohr et  $\mu$  le moment magnétique, et  $g_J$  le facteur de Landé du moment cinétique électronique définit comme :

$$g_J = g_L \frac{J(J+1) - S(S+1) + L(L+1)}{2J(J+1)} + g_S \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (2.4.7)$$

avec  $g_S = 2.002319$  et  $g_L = 1 - \frac{m_e}{m_n}$  où  $m_e$  est la masse de l'électron et  $m_n$  la masse du noyau.

On déduit que l'Hamiltonien total d'interaction en présence d'un champ magnétique vaut :



$$H^{int} = H^{hf} + H^Z \quad (2.4.8)$$

Dans notre cas, on s'intéresse à l'interaction des niveau hyperfins du niveau  $4^2S_{1/2}$ , on a  $L = 0$  et  $S = \frac{1}{2}$ . Les valeurs propres de l'Hamiltonien précédent sont obtenues à partir des formules de Breit-Rabi et on déduit des écarts d'énergies pour les deux états hyperfins  $F = 1$  ou  $F = 2$  :

$$\Delta E_{F=1}(B) = -\frac{a_{hf}}{4} + g_I \mu_B m_F B - a_{hf} \sqrt{1 + m_f x B + (xB)^2} \quad (2.4.9)$$

$$\Delta E_{F=2}(B) = -\frac{a_{hf}}{4} + g_I \mu_B m_F B + a_{hf} \sqrt{1 + m_f x B + (xB)^2} \quad (2.4.10)$$

avec  $x = \frac{(g_S - g_I) \mu_B}{2a_{hf}}$  et  $m_F$  le nombre quantique associé aux sous niveaux hyperfins tel que  $0 < m_F \leq F$ . Sur la figure 2.4.1 est représentée l'évolution de l'écart d'énergie des sous niveaux hyperfins en fonction du champs magnétique.

On voit qu'en présence d'un gradient de champ magnétique certains états sont liants puisque les atomes ne peuvent pas s'échapper du piège et certains états sont anti-liants et ne sont pas piégés. Après avoir obtenu la mélasse grise, il faut que les états soient dans un état liant afin que les atomes soient piégés dans le gradient de champ magnétique. On a choisi de placer les atomes dans l'état  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  afin que les atomes soient dans un état liant. On place alors les atomes de la mélasse grise dans un gradient de champ magnétique de l'ordre de  $250G.cm^{-1}$  à l'aide des bobines présentés dans la partie 2.3.2.2, simplement en augmentant le courant dans les bobines qui servaient à faire le gradient de champs lors des phases de refroidissement optique.

L'objectif de l'évaporation est d'évacuer du piège les atomes les plus chauds afin que les atomes thermalisent et que par conséquent la température du nuage baisse. En effet la longueur de diffusion  $a$  étant positive et suffisamment importante, elle permet une thermalisation du nuage. A l'aide d'une antenne RF, on émet une onde RF qui permet d'effectuer une transition RF de l'état  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  vers l'état  $|F = 1, m_F = 1\rangle$  pour les atomes de plus hautes énergies comme représenté sur la figure 2.4.2. On effectue ensuite une rampe en fréquence avec l'antenne RF vers les plus basses énergies jusqu'à obtenir une température de l'ordre de  $T = 100\mu K$ .

Cette méthode permet de diminuer la température du nuage de manière significative mais pas suffisante pour arriver à la condensation. Il est possible d'évacuer

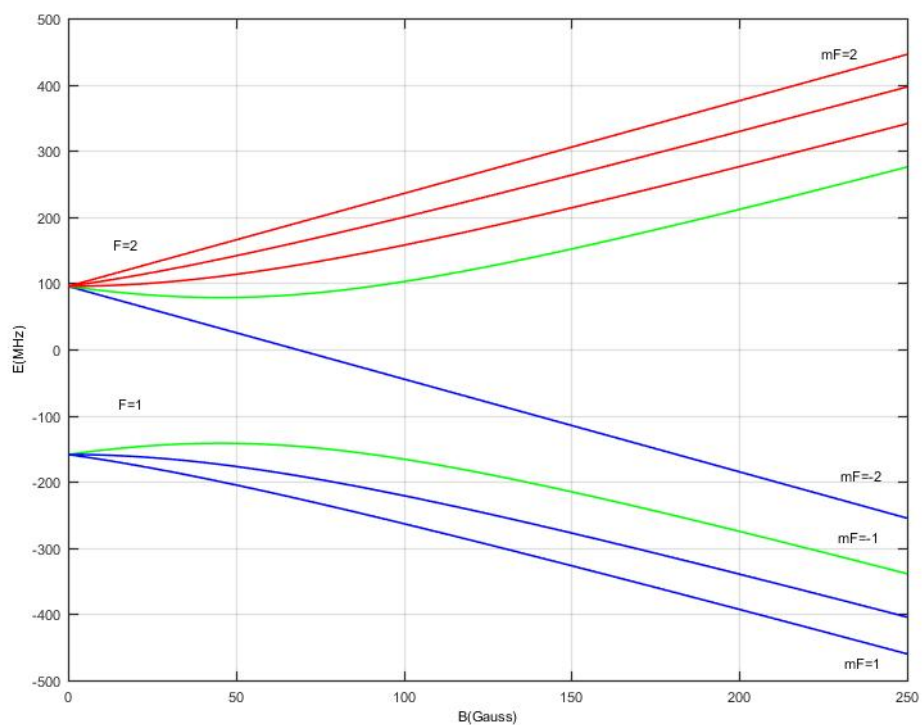


FIGURE 2.4.1: Evolution de l'énergie des niveaux hyperfins en fonction du champ magnétique. En rouge sont représenté les états liant, en bleu les états anti-liant et en vert les états qui sont liant ou anti-liant selon la valeur du champ magnétique.

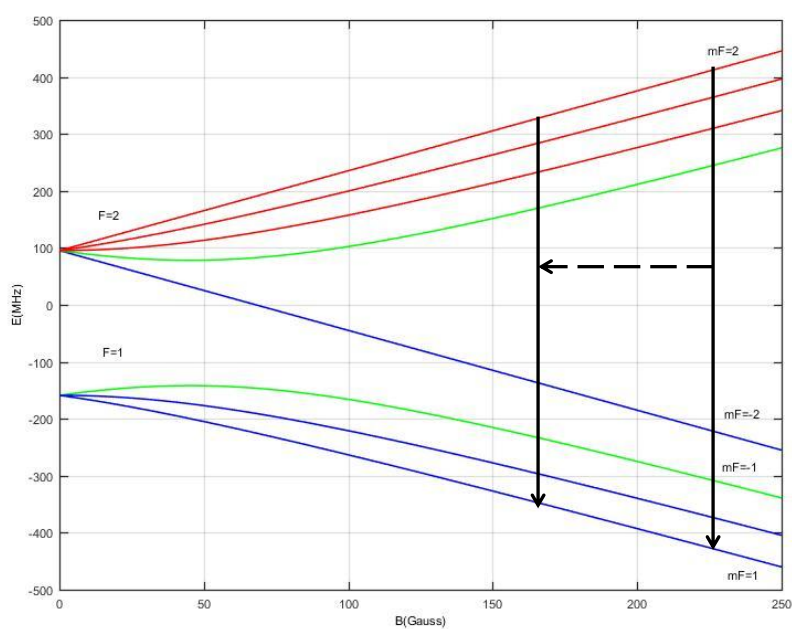


FIGURE 2.4.2: Représentation de la phase d'évaporation magnétique. Une rampe en fréquence sur l'onde RF permet d'éjecter du piège les atomes les plus chaud en effectuant la transition  $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 1\rangle$ .

plus d'atomes afin de continuer à diminuer la température du nuage mais les pertes d'atomes seraient trop importantes et ne permettraient pas d'obtenir un condensat suffisamment grand pour travailler dans de bonnes conditions. En effet lorsque la température diminue, les atomes peuvent subir un renversement de spin de Majorana [66] au point de champs nul vers un état non liant et alors être éjecté du piège.

Intéressons nous maintenant à l'autre méthode d'évaporation : l'évaporation optique.

### 2.4.2 Evaporation Optique

Le principe de l'évaporation optique repose sur l'utilisation de deux lasers contre-propageants désaccordés fortement dans le rouge de la transition de l'atome de Potassium formant une géométrie qui va permettre de piéger les atomes issus de la mélasse grise. En diminuant la profondeur du piège (c'est-à-dire en diminuant la puissance des lasers), les atomes les plus chauds s'échappent du piège dipolaire et, par thermalisation la température du piège diminue. Cette méthode ne nécessite pas de conditions sur l'état de spin des atomes et son évaporation est efficace néanmoins les pertes d'atomes lors du chargement du piège à partir de la mélasse grise sont importantes ce qui ne permet pas d'obtenir des condensats contenant un nombre important d'atomes.

Afin d'obtenir le piège le plus gros possible, nous avons choisi d'utiliser une méthode hybride qui permet d'utiliser les avantages de chacune de ces deux méthodes.

### 2.4.3 Condensation de Bose Einstein

Pour produire le condensat de Bose Einstein de Potassium 41, nous allons dans un premier temps placer les atomes dans l'état  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  afin que les atomes soient dans un état liant en présence d'un gradient de champ magnétique. Nous procédons à une évaporation magnétique comme expliqué dans la section 2.4.1 en appliquant un gradient de champ magnétique et en effectuant des transitions RF pour les atomes les plus énergétiques (figure 2.4.2). Nous n'allons pas jusqu'au bout de l'évaporation afin de ne pas être confronté au phénomène de renversement de spin de Majorana. Les atomes sont alors transférés du piège magnétique à un piège dipolaire produit à partir de lasers fortement désaccordés. L'évaporation optique est initiée en diminuant la profondeur du piège et nous arrivons ainsi à

## *CHAPITRE 2. VERS LA CONDENSATION DE BOSE EINSTEIN DU POTASSIUM 4176*

produire la condensation de Bose Einstein en maximisant le nombre d'atomes [67]. Cette méthode devrait bien fonctionner pour le Potassium 41.

### **Conclusion**

Dans ce chapitre nous avons expliqué le choix du potassium 41 et présenté les différents choix techniques fait par l'équipe pour les différentes phases de refroidissement optique et évaporative. Nous avons produit un cahier des chages qui sera utilisé dans le chapitre suivant pour les besoins du système lasers.

# Chapitre 3

## Systeme Lasers

Il est question dans ce chapitre de développer le travail effectué sur les lignes lasers qui constitue la partie innovante de cette thèse. J'ai conçu et réalisé ce dispositif, qui représente le principal de mon travail, durant mes deux premières années de thèse. L'objectif du dispositif est de produire un condensat de Bose Einstein de  $^{41}K$  qui soit le plus grand possible afin de pouvoir étudier la problématique du rotateur pulsé dans les meilleures conditions. En effet, un plus grand nombre d'atomes implique une meilleure qualité de signal et donc des meilleures conditions de travail. Les lignes lasers nécessaires au refroidissement Doppler et sub-Doppler des atomes limitent la quantité d'atomes capturés dans le piège magnéto-optique ce qui limite la taille du condensat de Bose Einstein. Le nombre d'atomes piégés lors des phases de refroidissement optique est limité par la puissance utile des lasers. Par conséquent, notre objectif a été de concevoir une nouvelle manière de produire les faisceaux lasers pour ne plus limiter le nombre d'atomes capturés dans le piège et ainsi, obtenir un condensat avec plus d'atomes.

Le système laser que j'ai réalisé présente trois particularités par rapport à la grande majorité des sources laser utilisés dans d'autres expériences de condensation du Potassium :

Premièrement, nous utilisons exclusivement des systèmes sources+amplificateurs développés pour l'industrie telecom. Ils ont l'avantage de fournir de hautes puissances à 1550 nm et sont peu onéreux. Ils permettent un doublage efficace en espace libre tout en fournissant une bonne qualité de mode qui facilite l'injection des faisceaux lasers dans les fibres optiques. Ces systèmes sont robustes et ne nécessitent pas d'entretien.

La deuxième spécificité de ce système vient dans le fait que le Principal le Repompeur sont amplifiés puis doublés ensemble. Cela permet de réduire les pertes

liées aux AOMs en espace libre et de minimiser l'entretien du système, car tout est fibré.

La troisième spécificité est le choix de faire un asservissement en fréquence de la source laser en amont de tout le système. En effet, dans la plupart des expériences d'atomes ultrafroids, les séquences expérimentales sont complexes, et nécessitent la possibilité de faire des modulations de puissance avec des désaccords en fréquences complexes. Pour répondre à ces besoins, nous avons développé une méthode d'asservissement en fréquence directement dans le domaine telecom. Cela permet de découpler la problématique de l'asservissement des sources lasers de celle de la génération et du contrôle précis des différentes fréquences/puissances du Principal et du Repompeur pour les phases de refroidissement (cf Chapitre 2).

## 3.1 Système Laser fibré

### 3.1.1 Ligne Laser D2

La figure 3.1.1 représente le banc optique de la ligne D2 avant le doublage en fréquence. Cette partie est complètement fibrée et l'objectif est de générer les fréquences du Principal et du Repompeur avant l'amplificateur telecom tout en contrôlant avec précision leur ratio de puissance.

Une diode DFB (distributed feedback) (ORTEL 1782-ANM-063-55-FC-PM) centrée à 1534 nm, alimentée par une alimentation maison délivrant un courant allant jusqu'à 400 mA, asservie en température par un contrôleur Thorlabs et délivrant une puissance de 63 mW est utilisée. Cette source fournit le laser qui servira à produire le faisceau principal et le faisceau Repompeur de la raie D2. Un prélèvement est effectué pour pouvoir faire l'asservissement en fréquence du laser ( cf section 3.3). La partie Principal est séparée en deux faisceaux de même puissance correspondant au laser Principal et au laser Repompeur. Chacun de ces faisceaux passe dans un AOM (A&A MT160-B10-IIR30-Fio-PM0,5-J1-A-(s-)-VSF) centré à -160MHz pour le Principal et un AOM (Gooch & Housego T-M110-0.2C2J-3-F2P) +110 MHz pour le Repompeur. Soit une différence de 270 MHz. Chacun de ces AOM a une accordabilité de  $\pm 15\text{MHz}$  qui est contrôlée à l'aide d'un VCO (Voltage Controlled Oscillator) Mini Circuit (ZOS-200+ pour l'AOM à -160MHz et ZOS-150+ pour l'aom à 110 MHz) dont la courbe de calibration est représentée figure 3.1.2. On peut faire varier l'écart de fréquence sur une plage de 240 Mhz à 300 Mhz. L'écart de fréquence entre les deux lasers pour des désaccords nuls est de  $\Delta_{Lasers} = 254.1 - 8.4 - 5.0 = 240.7\text{MHz}$  soit  $-10\Gamma \leq \delta_2 \leq 0\Gamma$  avec  $\Gamma = 6\text{MHz}$  la largeur de la transition. Comme expliqué dans la partie II.3, nous travaillons toujours avec un désaccord dans le rouge pour le laser Principal et pour le Repompeur soit  $\delta_{2P} \leq 0$  et  $\delta_{2R} \leq 0$ . De plus, le désaccord du Principal sera toujours plus important (en valeur absolue) que celui du Repompeur soit  $\delta_2 \leq 0$ . En faisant varier la fréquence de ces deux AOM on fait varier  $\delta_2$ . Le contrôle de  $\delta_2$  n'est pas suffisant si on veut contrôler les désaccords du Principal et du Repompeur  $\delta_{2P}$  et  $\delta_{2R}$ . Il faut pouvoir contrôler un autre paramètre  $\Delta_2 = \delta_{2P} + \delta_{2R}$  qui correspond au désaccord global des deux lasers par rapport à leur transition. Ce paramètre est contrôlé grace au modulateur de phase du système d'asservissement en fréquence (cf section 3.3). On a un contrôle total de  $\delta_{2P}$  et  $\delta_{2R}$  qui nous permet de faire toutes les rampes en fréquences nécessaires au refroidissement doppler du  $^{41}\text{K}$ . Avant de pouvoir vérifier la capacité de notre système à répondre aux besoins établis précédemment il est nécessaire de prendre en compte le doublage en



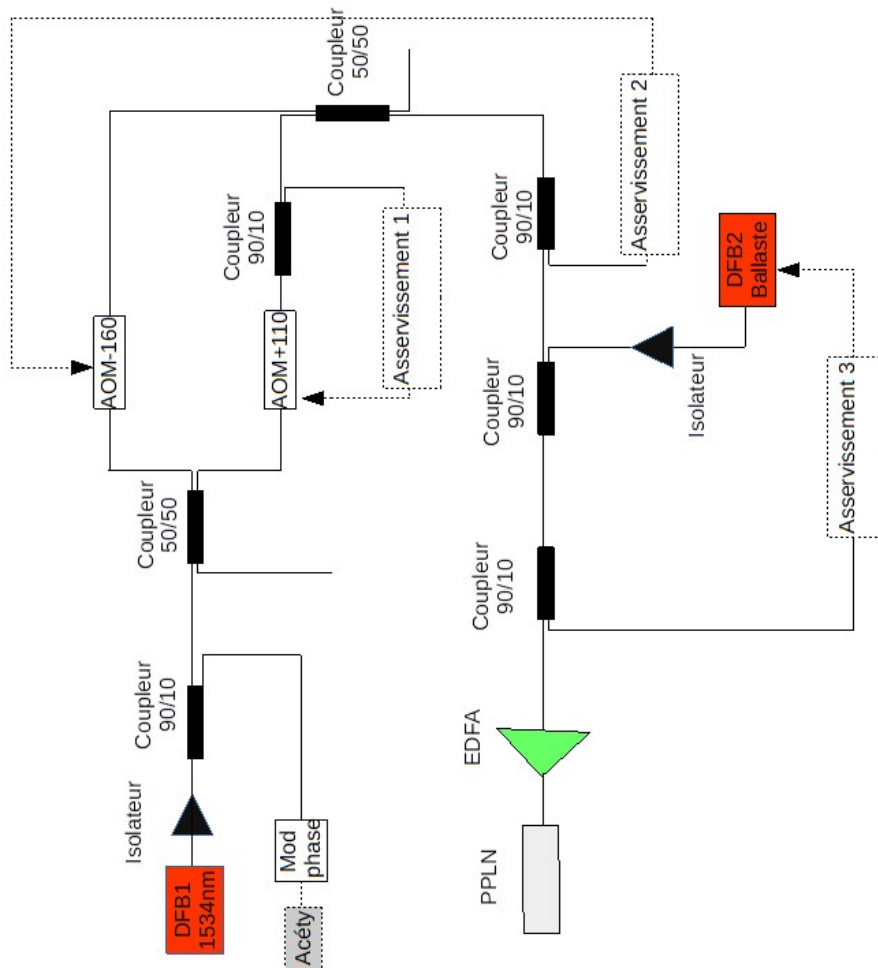


FIGURE 3.1.1: Schéma de principe de la ligne laser fibré de la raie D2. Une source laser monochromatique est envoyée dans deux AOM afin de produire le laser Principal et le laser Repompeur. Un système d'asservissements (1et 2) à deux niveaux permet de contrôler le ratio qui sera envoyé sur les atomes. Enfin une diode "ballaste" et un asservissement (3) permettent d'assurer, en toute circonstance, de la présence d'une puissance optique en entrée de l'amplificateur erbium. Le montage réalisé pour la raie D1 est identique. Seule la diode DFB et la diode "Ballaste" ont des longueurs d'ondes différentes.

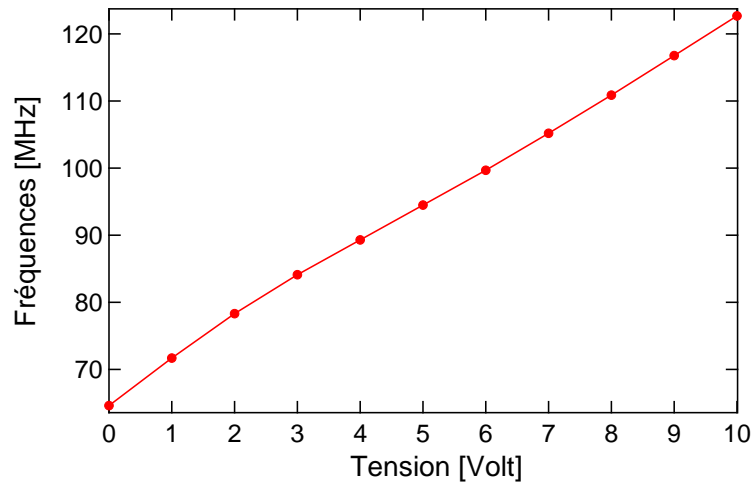


FIGURE 3.1.2: Courbe de calibration des VCO. On peut voir que la réponse est linéaire ce qui facilite le contrôle des la fréquence des AOM, notamment lors des séquences où la fréquence va varier.

fréquence expliqué dans la partie II.5.

En sortie de ces AOM, nous utilisons un asservissement en puissance à deux niveaux afin de pouvoir contrôler le ratio de puissance du laser Principal et du laser repompeur envoyé vers les atomes tout en garantissant leurs stabilités. Un premier prélèvement est effectué en sortie de l'AOM du Repompeur puis envoyé dans un boîtier analogique conçu et réalisé à l'aide de l'atelier électronique du laboratoire (détail en Annexe). Ce boîtier qui rétroagit sur la puissance RF de l'AOM du Repompeur à l'aide d'un Mixeur RF (Mini Circuit ZR-3H-S+) va nous permettre de contrôler et d'asservir la quantité de Repompeur que nous voulons envoyer dans l'amplificateur laser avant le doublage. Ce système d'asservissement est un asservissement à deux niveaux car on effectue un deuxième prélèvement après le rassemblement des deux faisceaux envoyés à un deuxième boîtier analogique identique au précédent. Ce boîtier rétroagit sur l'AOM du Principal et garantit une puissance total constante  $P_p + P_R = Cste$ . Ainsi on va pouvoir choisir le ratio de cooling et de Repompeur que l'on souhaite avant doublage. A l'aide des VCO et des asservissements en puissance sur les AOMs, on va pouvoir faire toutes les rampes en fréquence que l'on souhaite tout en maintenant des puissances stables et en contrôlant le ratio de puissance de Principal et de Repompeur. Une fois encore il est nécessaire de prendre en compte les phénomènes non linéaires liés au doublage afin d'avoir les courbes de calibrations des ratios de puissances.

En plus de cette partie qui génère le Principal et le Repompeur, nous avons ajouté un dernier étage au système fibré qui va servir de sécurité pour l'amplificateur fibré. En effet, l'amplificateur fibré dopé à l'erbium (Quantel EYLSA-A-1533) est saturant et nécessite une puissance laser d'entrée permanente et suffisamment importante, de l'ordre du mW, pour ne pas se dégrader. Pour cela, on rajoute une deuxième diode DFB (ORTEL 1782B-NM-063-46-FC-PM) centrée à 1540 nm appelée Ballaste (voir figure 3.1.1). On effectue un prélèvement que nous envoyons dans un troisième boîtier analogique. Cet asservissement rétroagit sur la deuxième DFB pour s'assurer que lorsque le laser à 1534 nm est coupé ou subit une perte de puissance il y a toujours une puissance d'entrée suffisante dans l'amplificateur erbium.

La longueur d'onde de la deuxième diode DFB a été choisie aux alentours de 1540 nm. Cette longueur d'onde se trouve en dehors de la plage de doublage du cristal PPLN. Ainsi, ce système de ballaste permet également de couper le laser doublé tout en gardant l'amplificateur allumé ce qui permet d'éviter toutes les réflexions parasites qui peuvent venir interagir avec les atomes en dehors des phases de refroidissement. Ce système de sécurité "On/Off" était au début conçu pour contrôler la puissance doublée (cf section 3.1.3) mais pour des difficultés techniques expliquées en 3.1.3 nous n'avons pas pu en tirer profit.

On arrive dans l'amplificateur avec une puissance de 1.04 mW.

### 3.1.2 Ligne Laser D1

Durant ma thèse, j'ai également réalisé un deuxième montage fibré pour produire les lasers de la raie D1. Ce montage est similaire à celui de la D2 comme représenté sur la figure 3.1.1. La DFB centrée à 1534 nm a été remplacée par une DFB centrée à 1540 nm (le même modèle que pour le ballaste). Les mêmes AOM ont été utilisés que pour la ligne de la D2 ce qui permet d'avoir à nouveau un écart de fréquence entre le Principal et le Repompeur compris entre 240 MHz et 300MHz. Dans le cas de la D1, l'écart de fréquence entre les deux lasers pour des désaccords nuls est de  $\Delta_{Lasers} = 254.1MHz$  soit  $-7.6\Gamma \leq \delta_1 \leq 2.3\Gamma$  avec  $\Gamma = 6MHz$  la largeur de la transition. Dans le cas de la D1, on travaillera toujours avec un désaccord identique pour le Principal et le Repompeur soit  $\delta_1 = 0$  (cf section 2.3.4). On retrouve le même système d'asservissement à deux niveaux qui permet de contrôler le ratio de puissance, de garder des puissances stables et de faire les différentes rampes en fréquence nécessaires pour les phases de refroidissement.

### 3.1.3 Une tentative de contrôle de la quantité de puissance doublé avec le ballaste

Dans un premier temps, lors de la conception du montage fibré des lignes lasers, l'objectif du ballaste était aussi de servir de contre-balancier pour l'amplificateur erbium afin de pouvoir contrôler la quantité totale de puissance doublée. En effet dans le montage présenté précédemment on utilise un asservissement à 2 niveaux qui permet de contrôler le ratio entre les deux longueurs d'ondes qui serviront à produire le laser Principal et le laser Repompeur. Puis, un troisième asservissement indépendant permet d'éteindre le laser doublé en allumant le ballaste qui seed l'amplificateur erbium mais n'est pas doublé par le cristal et, n'interagit pas avec les atomes. Dans la version précédente, on retrouve l'asservissement à 2 niveaux utilisé dans la partie précédente mais, l'asservissement du ballaste est différent. En effet, le ballaste avait pour objectif de servir de contre-balancier pour l'amplificateur erbium afin de contrôler la quantité de puissance doublé. Un prélèvement du laser doublé après le cristal est envoyé vers la photodiode de l'asservissement comme représenté sur la figure 3.1.3.

L'asservissement contrôle la quantité de ballaste envoyée dans l'amplificateur erbium afin d'adapter la quantité de lumière doublé sans avoir à utiliser d'AOM en espace libre (reduction des pertes). En effet l'amplificateur erbium est saturant c'est-à-dire que la puissance totale en sortie est constante. Si on envoie deux longueurs d'ondes différentes en entrées de l'amplificateur, ici 1534 nm et 1540 nm, le ratio de puissance de sortie entre les deux longueurs d'onde va dépendre du ratio d'entrée et du gain de l'ampli pour chacune des deux longueurs d'onde (représenté en figure 3.1.4).

On peut voir sur la figure 3.1.4 que la longueur d'onde de 1534 nm se situe sur le bord de la courbe de gain de l'amplificateur erbium. Dans cette zone, le gain est très sensible à la variation de la longueur d'onde. Lorsqu'on envoie deux longueurs d'onde dans l'amplificateur, il y a une forte compétition liée à la différence de gain. Or, le gain est beaucoup plus important à 1540 nm qu'à 1534 nm ce qui rend la réponse du système très non-linéaire. En effet une petite augmentation de la puissance de 1540 en entrée de l'amplificateur implique une forte augmentation de la puissance de 1540 amplifié (et donc une forte réduction de la puissance doublée). Malgré plusieurs tentatives, le contrôle précis de la puissance à l'aide d'un ballaste n'est pas réalisable en pratique avec les longueurs d'onde utilisées dans notre système.

Une perspective, qui pourra être implémentée à terme, serait de choisir une DFB qui se trouve au côté opposé de la courbe de gain de l'amplificateur (vers

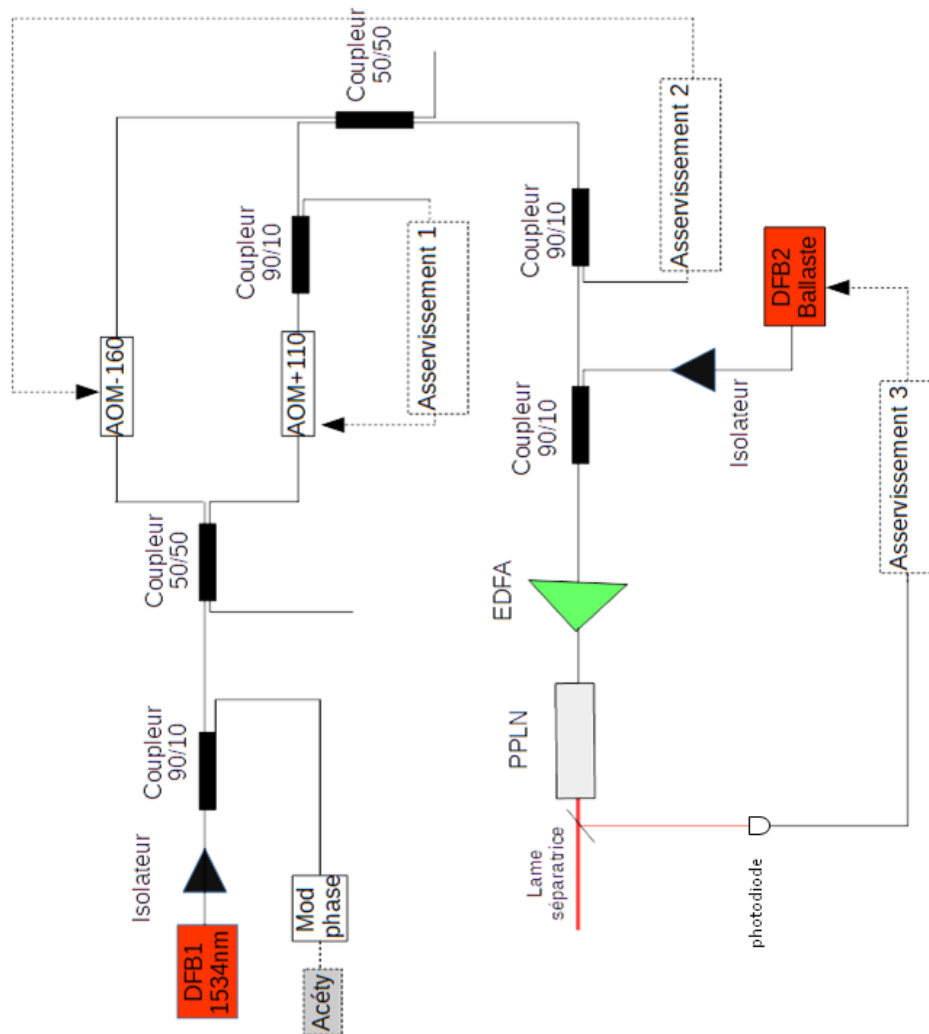


FIGURE 3.1.3: Schéma de principe de la version de la ligne laser fibré de la raie D2 montrant l'utilisation du ballaste pour contrôler la quantité de puissance doublé. Le gain de l'amplificateur erbium étant fortement sensible à la fréquence, cette solution n'est pas exploitable.

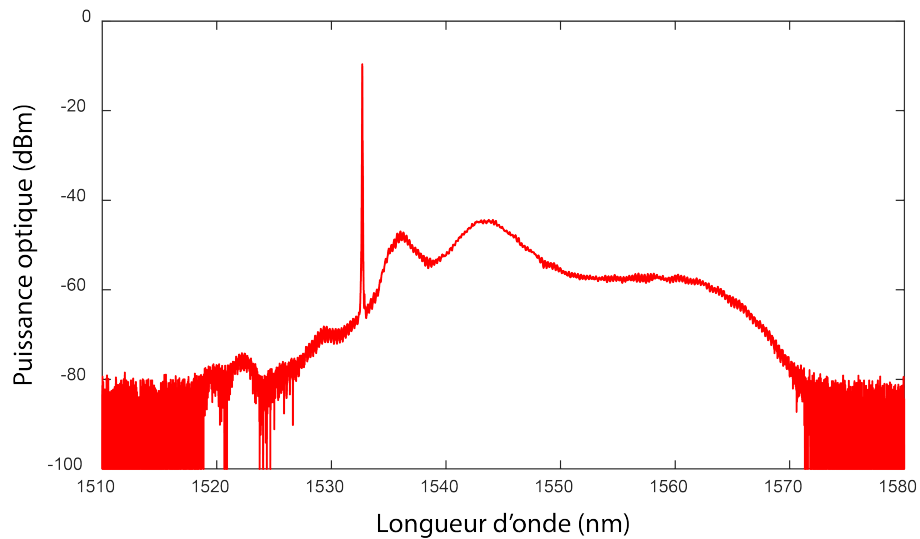


FIGURE 3.1.4: Gain de l'amplificateur erbium en fonction de la longueur d'onde. On peut voir que le gain est significativement différent à 1533 nm et à 1540 nm.

1567 nm), à une longueur d'onde dont le gain est le même qu'à 1534 nm. La longueur d'onde de 1567 nm étant très peu doublée par le cristal PPLN, on pourra réaliser un contrôle complet de la puissance doublée sans utiliser d'AOM en espace libre.

## 3.2 Système de doublage

Une fois la partie fibrée achevée, il faut doubler le laser pour obtenir les fréquences dans le domaine proche-infrarouge, nécessaires au refroidissement des atomes. Cette section présente les performances du système de doublage. Une importance particulière, dans notre système, a du être portée à la caractérisation spectrale du laser doublé, en particulier à la distribution relative de puissance entre les différentes composantes utiles (Principal et Repompeur).

### 3.2.1 Doublage en fréquence

Le système laser fibré présenté précédemment utilise une DFB centrée à 1534 nm pour la raie D2 ( 1540 nm pour la raie D1), il est nécessaire de faire un doublage en fréquence pour avoir les longueurs d'onde utiles aux atomes soit 767 nm (770 nm). On utilise alors un cristal Periodically Poled Lithium Niobate (PPLN) acheté chez HC Photonic de référence SHNIR-MA et de période  $\Lambda = 18,5\mu m$ . En figure 3.2.1, fournie par le fabricant, est représenté l'évolution de la fréquence de doublage en fonction de la température du cristal. Notre cristal représenté par la courbe verte permet de doubler le 1534 nm pour une température  $T_{D2} = 91,6^\circ C$  et, le 1540 nm pour une température  $T_{D1} = 135,3^\circ C$ . Le cristal est placé en sortie de l'amplificateur fibré Quantel dans un four Covesion PV50 et piloté par un contrôleur Thorlabs OC2. La figure 3.2.2 représente l'évolution de la puissance doublé en fonction de la puissance en entrée du cristal. Pour une puissance  $P_{in} = 10W$  en entrée du cristal, on obtient une puissance doublé  $P_{MaxD2} = 1,2W$  pour la raie D2 ( $P_{MaxD1} = 1,3W$  pour la raie D1).

Lorsque deux longueurs d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  correspondant à des fréquences  $f_1$  et  $f_2$  sont envoyés dans le cristal (avec  $f_1 < f_2$  ). Il en ressort après doublage trois longueurs d'onde principales correspondant aux fréquences  $2 \times f_1$ ,  $2 \times f_2$  et  $f_1 + f_2$  (3.2.3) ainsi que d'autres harmoniques qui seront négligeables et, négligés par la suite. L'ensemble, amplification et doublage se comporte de manière non linéaire. Il faut donc caractériser l'évolution de la puissance pour chaque composante spectrale. Dans la partie 2.3.3, il a été montré que pour la séquence de la raie D2, il faut pouvoir avoir le laser Repompeur seul pour la phase CMOT. Le pic central représenté sur la figure (3.2.3) correspond à la fréquence  $f_1 + f_2$  qui nécessite la présence des deux fréquences  $f_1$  et  $f_2$  en entrée du cristal. Le Repompeur ne peut pas être le pic central. On choisit la fréquence  $f_R = 2 \times f_2$  pour le Repompeur et la fréquence  $f_P = f_1 + f_2$  pour le Principal.

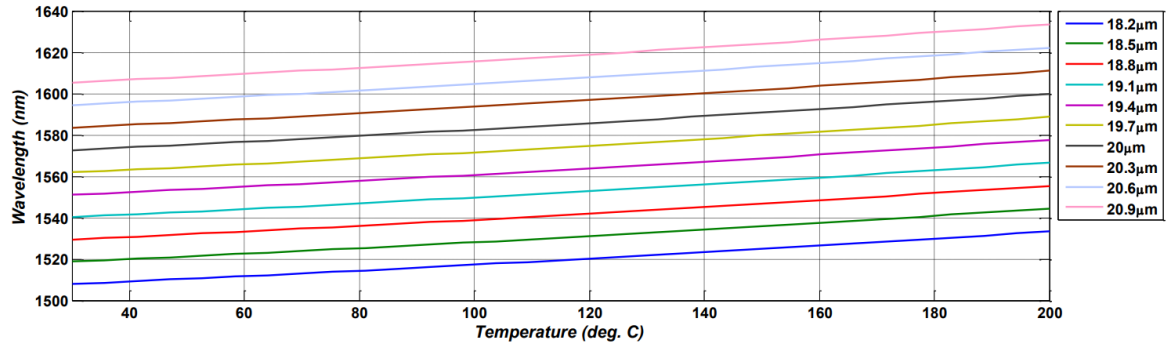


FIGURE 3.2.1: Courbes fournies par le fabricant de cristal représentant l'évolution de la longueur d'onde du laser en fonction de la température du cristal. Le cristal utilisé dans l'expérience est représenté par la courbe verte et permet de doubler les deux longueurs d'ondes qui nous intéressent c'est à dire  $\lambda_{D2} = 1534nm$  et  $\lambda_{D1} = 1540nm$ .

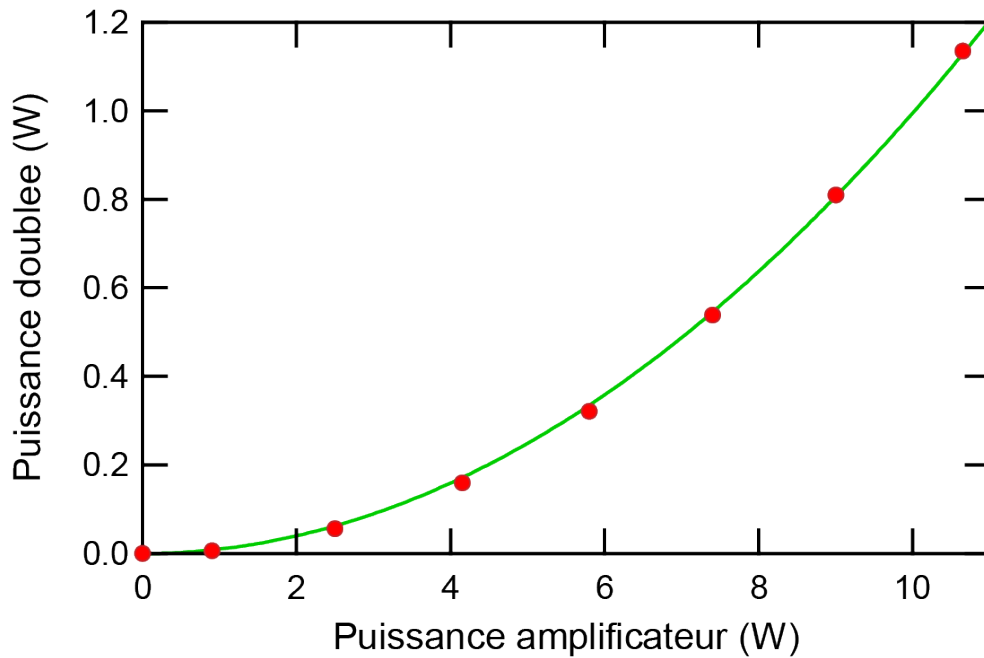


FIGURE 3.2.2: Evolution de la puissance doublée en fonction de la puissance en entrée du cristal.



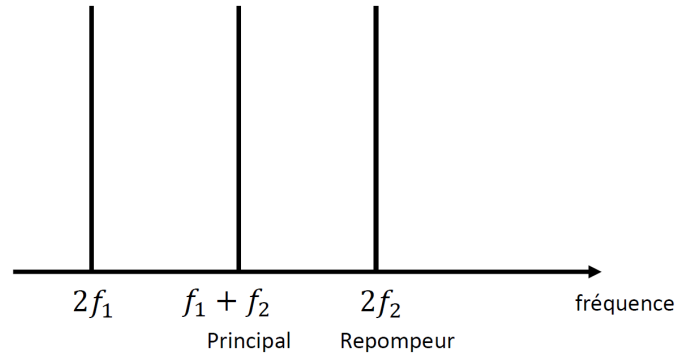


FIGURE 3.2.3: Représentation des trois fréquences issues du doublage. L'utilisation du Repompeur seul lors de la phase CMOT impose l'utilisation de la fréquence  $2f_2$  pour celui-ci et donc  $f_1 + f_2$  pour le Principal.

### 3.2.2 Calibration en puissance doublée par mesure de battement

Afin de voir les effets du doublage sur les deux longueurs d'onde envoyées en entrée du cristal, nous avons mis en place un système de battement. La figure 3.2.4 représente le schéma de principe du montage. Le système amplificateur fibré + cristal de la raie D1 a été utilisé. La température du cristal a été modifiée afin d'obtenir un doublage à 1534 nm. Le prélèvement laser sur la ligne laser D2, qui précède les AOMs, initialement prévu pour l'asservissement en fréquence est envoyé vers ce cristal. Après doublage, cette longueur d'onde servira de référence pour le battement. Cette longueur d'onde de référence  $\lambda_0 = \frac{1}{f_0}$ , tel que  $f_1 = f_0 - 160$  MHz et  $f_2 = f_0 + 110$  MHz, étant seule en entrée du cristal, il en ressort une seule longueur d'onde correspondant à la fréquence  $2 \times f_0$ . Après chaque cristal, une injection de fibre est effectuée puis envoyée vers un coupleur fibré 50/50. Une sortie du coupleur est envoyée vers une photodiode fibrée de bande passante 1GHz reliée à un analyseur de spectre RF. Un modulateur acousto-optique de 80 MHz qui travaille à une fréquence de 60 MHz est placé en sortie du cristal sur la ligne de référence au battement afin d'asservir la puissance du montage de référence et garantir une puissance constante. Ce montage est réalisé temporairement, de manière simple en connectant une fibre et en changeant la température d'un des deux cristaux. Cette modification nécessite toutefois plusieurs heures afin d'adapter de manière progressive la température du cristal pour maintenir son intégrité.

Le signal de battement en entrée de la photodiode permet d'obtenir le signal

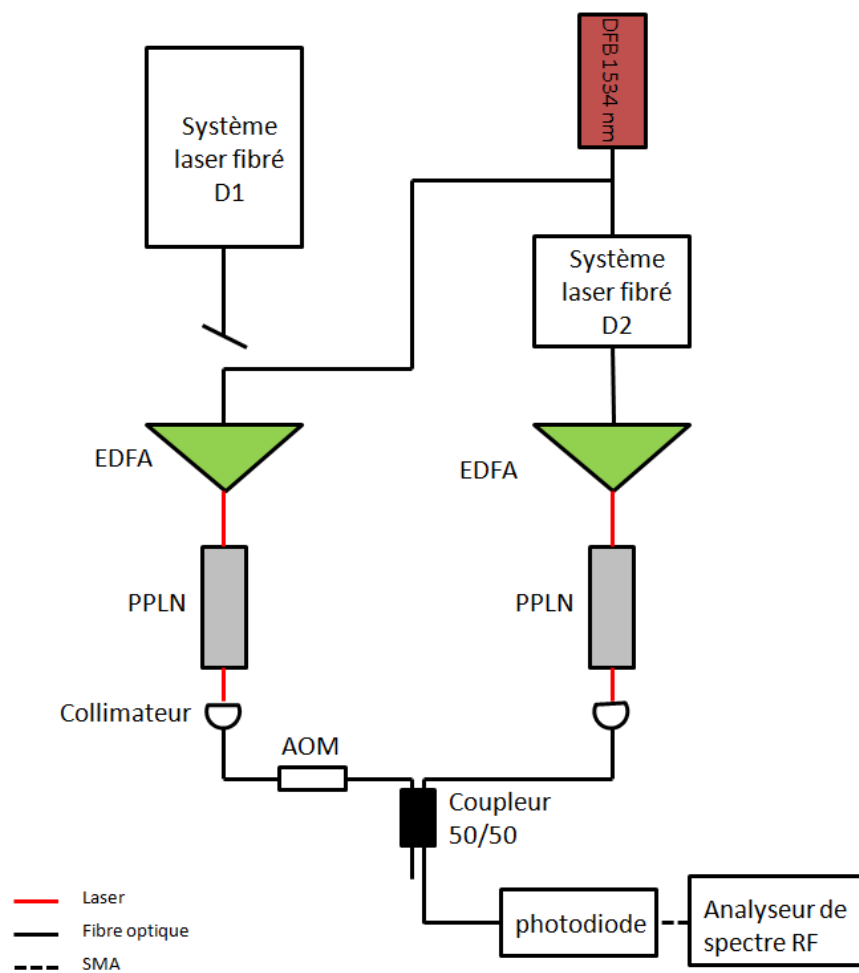


FIGURE 3.2.4: Schema de principe du battement pour la D2 utilisé pour déterminer la composition spectral du laser après doublage.

$f_{20}$	$2f_2 - 2f_0$
$f_{10}$	$2f_1 - 2f_0$
$f_{c0}$	$f_1 + f_2 - 2f_0$

TABLE 3.1: Tableau représentant les fréquences issues du battement après doublement

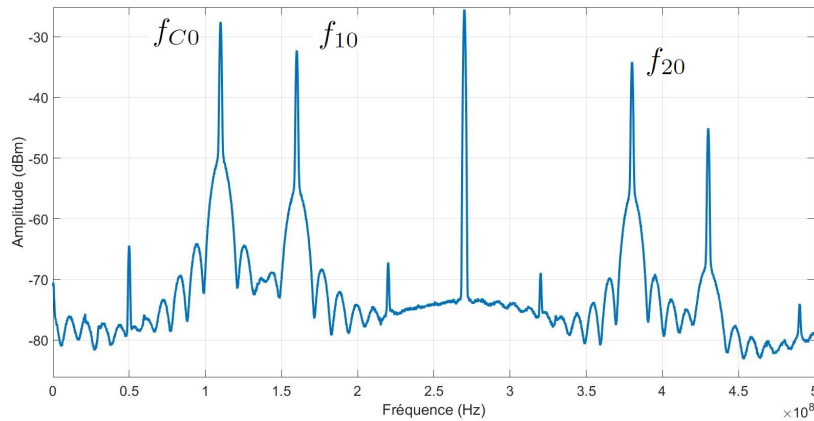


FIGURE 3.2.5: Signal de battement faisant apparaître les différentes fréquences en sortie du cristal doubleur.

suisant (figure 3.2.5). Ce signal correspond à un ratio de puissance équivalent pour  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  en entrée du cristal de la ligne D2. Après doublement, les pics du tableau 3.1 sont observés. Seuls les pics  $f_{20}$ ,  $f_{10}$  et  $f_{c0}$  présentent un intérêt. En effet, l'objectif est de calibrer la puissance des trois pics issus de la ligne D2 ( soit  $2 \times f_1$ ,  $2 \times f_2$  et  $f_1 + f_2$  ) les autres pics ne présentent pas d'intérêt.

Afin de calibrer en puissance des longueurs d'onde doublées, nous effectuons un spectrogramme (figure 3.2.6) en faisant varier le ratio de puissance  $\frac{P_1}{P_1+P_2}$  en entrée du cristal de la ligne D2, avec  $P_1$  et  $P_2$  les puissances respectivement associées à  $f_1$  et  $f_2$ . Ce spectrogramme correspond à l'acquisition d'un signal de battement pour chaque valeur de la tension de contrôle du système d'asservissement à deux niveaux qui permet de contrôler le ratio  $\frac{P_1}{P_1+P_2}$  en entrée du cristal (cf partie 2 .4.1).

L'objectif de ce spectrogramme est de déduire les ratios de puissance des deux fréquences qui serviront de Principal et de Repompeur pour les atomes dans la raie D2.

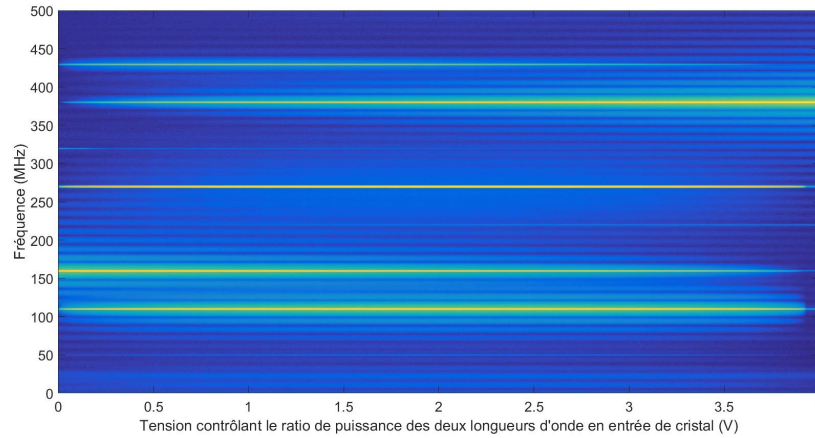


FIGURE 3.2.6: spectrogramme montrant l'évolution de la puissance des différentes composantes lasers en fonction de la tension de contrôle du ratio des deux fréquences d'entrée du cristal

A partir de ce spectrogramme, on extrait l'évolution de la puissance des trois fréquences  $2 \times f_1$ ,  $f_P$  et  $f_R$  (figure 3.2.7). On peut voir que pour chaque longueur d'onde issue du doublage, on est capable d'obtenir la même puissance. En effet, cela s'explique par le fait que la puissance totale augmente jusqu'à 40% lorsqu'il y a les deux longueurs d'onde en entrée du cristal. A partir de ces courbes, on déduit le ratio  $\frac{P_R}{P_P+P_R}$  (figure 3.2.8) qui va permettre de calibrer les séquences de refroidissement des atomes et, le ratio  $\frac{P_P+P_R}{P_P+P_R+P_{2 \times f_1}}$  (figure 3.2.9) afin de vérifier que la troisième longueur d'onde qui est fortement désaccordée des transitions de la raie D2 ait une puissance faible par rapport aux deux autres afin de ne pas venir perturber les atomes. Les séquences décrites dans la partie précédente montrent que le Repompeur est toujours présent de manière majoritaire par rapport au Principal ce qui implique, d'après la figure 3.2.8 une tension de contrôle supérieur à 2,8 V. On voit d'après la figure 3.2.9 que pour une tension de contrôle supérieur à 2,8 V les longueurs d'onde utiles (Principal et Repompeur) représentent plus de 95% de la puissance totale. La présence de la fréquence  $2 \times f_1$  ne pose pas de problème pour la réalisation des séquences de refroidissement pour la raie D2.

Pour la raie D1 on effectue un montage similaire à celui utilisé pour la raie D2. Ce montage est représenté sur la figure 3.2.10. Comme dans le cas précédent de la raie D2, on obtient un battement avec les longueurs d'onde  $2 \times f_1$ ,  $f_1 + f_2$  et  $2 \times f_2$ . Il a été montré précédemment que lors de la phase CMOT, il faut que ce

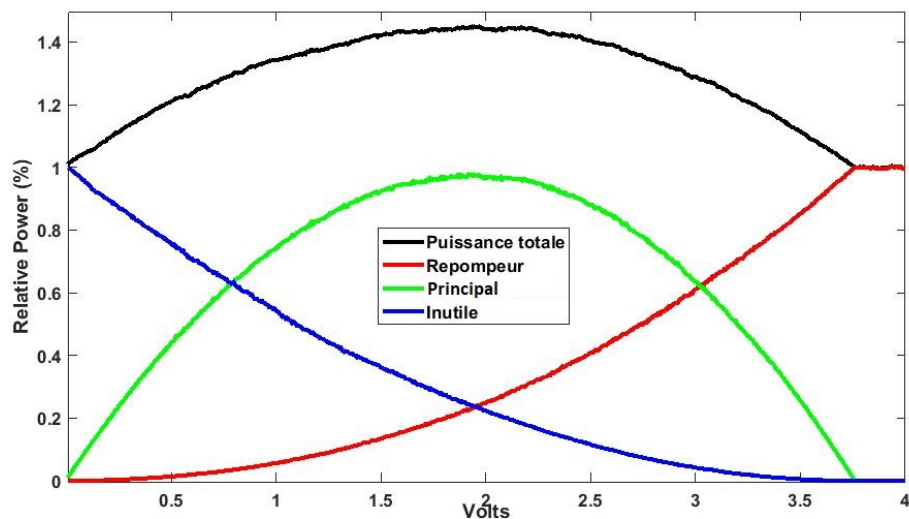


FIGURE 3.2.7: Evolution de la puissance totale et de la puissance de chacune des fréquences issues du doublage en fonction de la tension qui contrôle le ration entre les deux fréquences d'entrée.

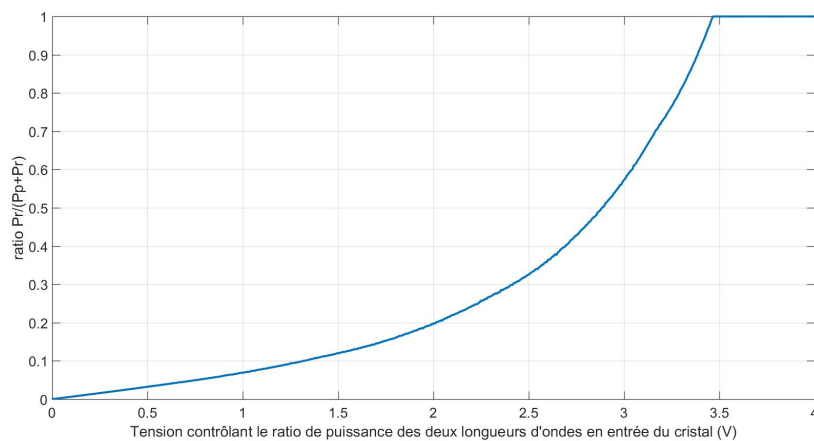


FIGURE 3.2.8: Courbe représentant le ratio  $\frac{P_p}{P_p + P_r}$  qui va permettre de déterminer la tension de commande des asservissement des AOMs fibrés afin d'obtenir le ratio de puissance optique voulu.

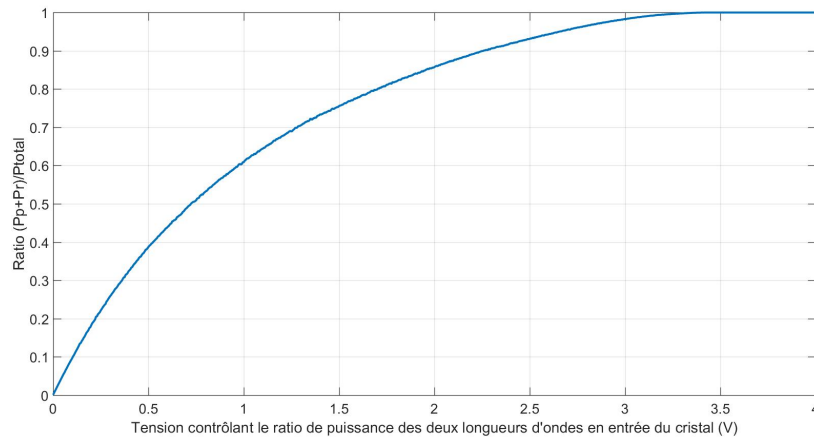


FIGURE 3.2.9: Courbe représentant le ratio  $\frac{P_P+P_R}{P_P+P_R+P_{2 \times f_1}}$  qui va permettre de déterminer la quantité de puissance utile envoyée sur la manip en fonction de la puissance en sortie du Laser.

soit le Principal qui puisse être allumé seul. Par conséquent, le laser Principal ne peut pas correspondre à la fréquence  $f_1 + f_2$ . On choisit la fréquence  $f_P = 2 \times f_1$  pour le Principal et la fréquence  $f_R = f_1 + f_2$  pour le Repompeur. On obtient des résultats similaires à ceux de la D2.

La méthode de battement permet d'obtenir la courbe de calibration de puissance des longueurs d'onde doublées qui serviront à effectuer toutes les phases de refroidissement optique. Cette méthode permet l'obtention des courbes de calibrations de manière directe mais nécessite néanmoins une modification significative du dispositif et ne peut pas se faire de manière quotidienne ou hebdomadaire puisqu'il faut plusieurs heures pour modifier la température des cristaux. L'objectif a été de trouver une méthode de calibration qui ne nécessite pas l'utilisation d'un laser indépendant ou de modifications du montage. Nous avons donc mis en place une méthode qui utilise l'absorption saturée et qui est présentée dans la section suivante.

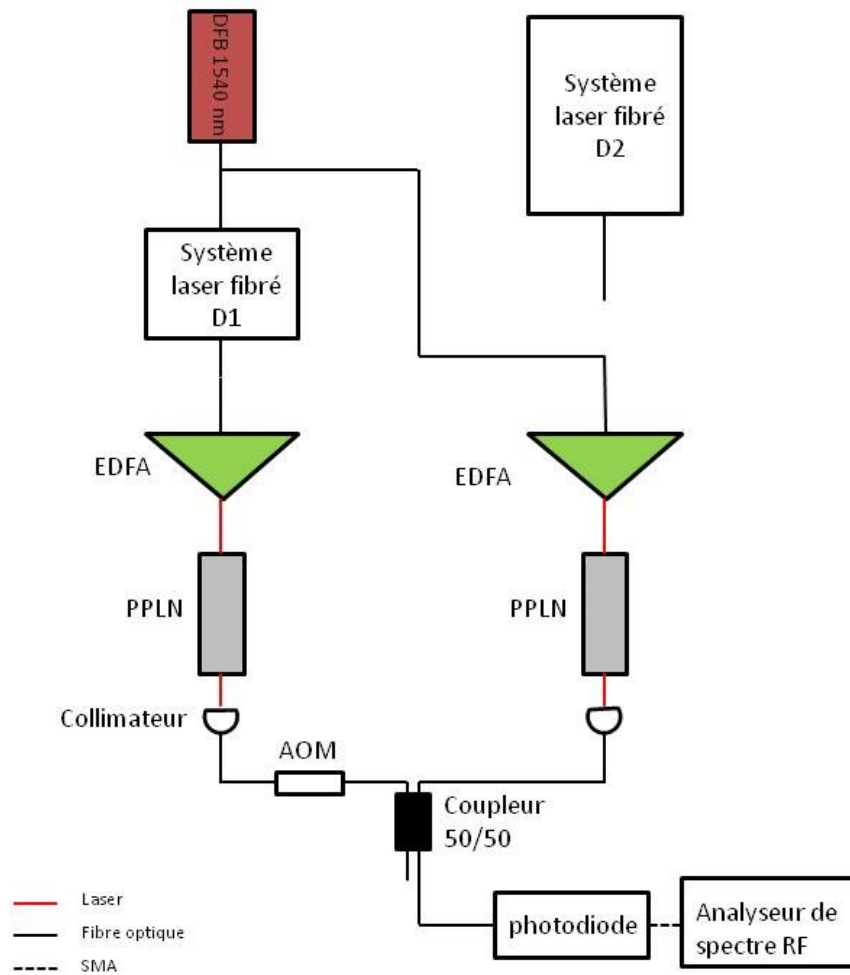


FIGURE 3.2.10: Schema de principe du battement pour la D1.

### 3.2.3 Calibration des ratios de puissance à partir des spectres d'absorption saturée

#### 3.2.3.1 Absorption saturée du potassium

L'absorption saturée du potassium permet d'avoir une référence précise de la fréquence de la transition de l'atome de potassium qui va être utilisé pour refroidir les atomes. Le gaz de potassium, qui servira de référence, a une température non nulle ce qui implique un élargissement Doppler du spectre d'absorption. En effet la distribution de vitesse suit une distribution de Maxwell-Boltzmann de la forme :

$$n(v)dv = \frac{Nm}{\sqrt{2\pi k_B T}} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv$$

avec  $N$  le nombre total d'atomes,  $T$  la température du gaz,  $m$  la masse du potassium et  $k_B$  la constante de Boltzmann. Chaque atome de vitesse  $v$  aura une fréquence de résonance  $\omega = \omega_0(1 \pm \frac{v}{c})$  due à l'effet Doppler. Ainsi, le spectre d'absorption aura une largeur :

$$\Delta\omega = 2\omega_0 \sqrt{2 \ln(2) \frac{k_B T}{mc^2}} \quad (3.2.1)$$

soit pour le potassium une largeur de plusieurs centaines de MHz. La largeur de la transition  $\Gamma$  étant de quelques MHz, elle est très petite devant  $\Delta\omega$  ce qui rend impossible l'identification précise de la fréquence de la transition qui servira de référence. Pour pallier cette difficulté, on utilise l'absorption saturée.

Le principe de l'absorption saturée consiste en l'utilisation de deux faisceaux lasers. Un premier faisceau "pompe" intense est envoyé dans le nuage de potassium selon  $+\vec{e}_x$ . Un autre faisceau moins intense de même longueur d'onde traverse le nuage d'atomes dans la direction opposée c'est-à-dire  $-\vec{e}_x$ . Après le passage dans le nuage, le faisceau sonde est envoyé dans une photodiode afin de déterminer l'intensité absorbée par le nuage. Si les deux lasers, qui ont la même fréquence  $\omega$  sont désaccordés dans le rouge de la transition atomique  $\omega_0$  alors, les atomes de vitesse  $\vec{v} = -c(1 - \frac{\omega}{\omega_0})\vec{e}_x$  vont interagir avec avec le faisceau pompe et les atomes de vitesse  $\vec{v} = c(1 - \frac{\omega}{\omega_0})\vec{e}_x$  vont interagir avec le faisceau sonde. Les deux lasers vont interagir avec des atomes différents. De même lorsque les lasers vont être désaccordés dans le bleu, les faisceaux vont à nouveau interagir avec des atomes différents. Par contre lorsque les deux lasers seront à la fréquence de la transition, c'est-à-dire  $\omega = \omega_0$ , les deux lasers vont interagir avec les mêmes



atomes. Comme les atomes auront tous interagi avec le faisceau pompe, aucun atome ne va interagir avec le faisceau sonde ( tous les atomes seront excités). Dans le profil d'absorption Doppler issu du faisceau sonde, un pic va apparaître au niveau de la transition (car l'intensité du faisceau sonde en entrée de la photodiode sera maximale). Ainsi, on est capable d'identifier de manière précise la longueur d'onde de la transition qui servira de référence.

Dans notre dispositif expérimental, on effectue un prélèvement de quelques mW après le cristal doubleur de la ligne D2 (figure 3.2.11). Ce prélèvement qui fera office de pompe, est envoyé, après réflexion dans un cube polariseur, dans une cellule contenant un gaz de potassium. Ensuite le faisceau passe dans une lame  $\frac{\lambda}{4}$  puis il est réfléchi par un miroir. Le faisceau issu de la réflexion joue le rôle de sonde et passe à nouveau dans la lame  $\frac{\lambda}{4}$  avant de traverser la cellule de potassium dans le sens opposé à la pompe. Ce faisceau passe à nouveau dans le cube polariseur avant d'aller dans une photodiode qui servira à obtenir le signal d'absorption saturée.

On module la fréquence du laser sur 500 MHz en modulant l'intensité du courant de l'alimentation de la DFB du laser et on obtient le spectre d'absorption saturée figure 3.2.12.

### 3.2.3.2 Calibration des ratios de puissance à l'aide de l'absorption saturée

Dans cette section nous présenterons le travail sur la raie D2, le principe est le même pour la raie D1. Il est important de noter qu'un prélèvement de laser doublé en sortie du cristal PPLN est envoyé vers le montage d'absorption saturée. Ainsi, lorsque le laser est allumé il y a toujours un signal d'absorption saturée. Il a été montré précédemment que lorsqu'une seule longueur d'onde arrive en entrée du cristal PPLN il y a une fréquence doublée en sortie. Avec une seule longueur d'onde, on obtient le signal d'absorption saturée représenté en figure 3.2.12. On y voit trois pics d'amplitude variables. Le premier représente la transition  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ , le second d'amplitude plus importante représente le Crossover [68] enfin, le troisième pic, de faible amplitude, représente la transition  $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ .

Lorsque deux longueurs d'onde sont envoyées en entrée du cristal PPLN, trois longueurs d'onde sortent du cristal. Les signaux d'absorptions saturées correspondant aux trois longueurs d'ondes pour différents ratios de Principal et de Repompeur sont représentés en figure 3.2.13. La figure 3.2.13.d) a été obtenue pour des puissances en entrée du cristal identiques pour les deux longueurs d'onde  $f_1$  et  $f_2$ . On observe sur ce signal trois pics principaux correspondant aux Crossovers pour

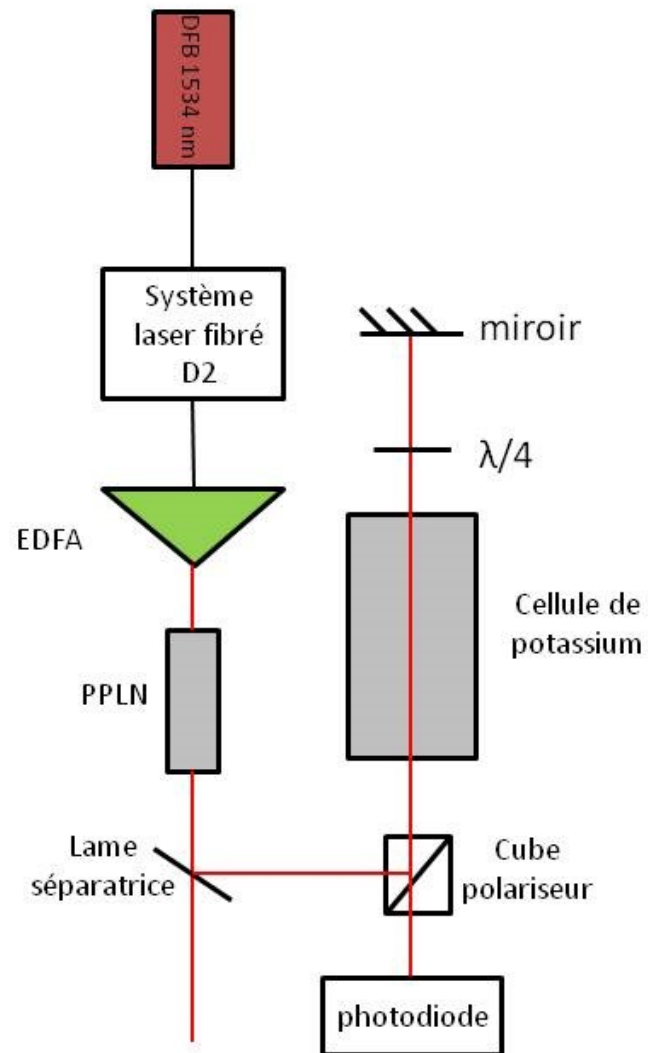


FIGURE 3.2.11: Schéma du montage de l'absorption saturée pour la raie D2. Le faisceau pompe et le faisceau sonde sont issues du même faisceau.

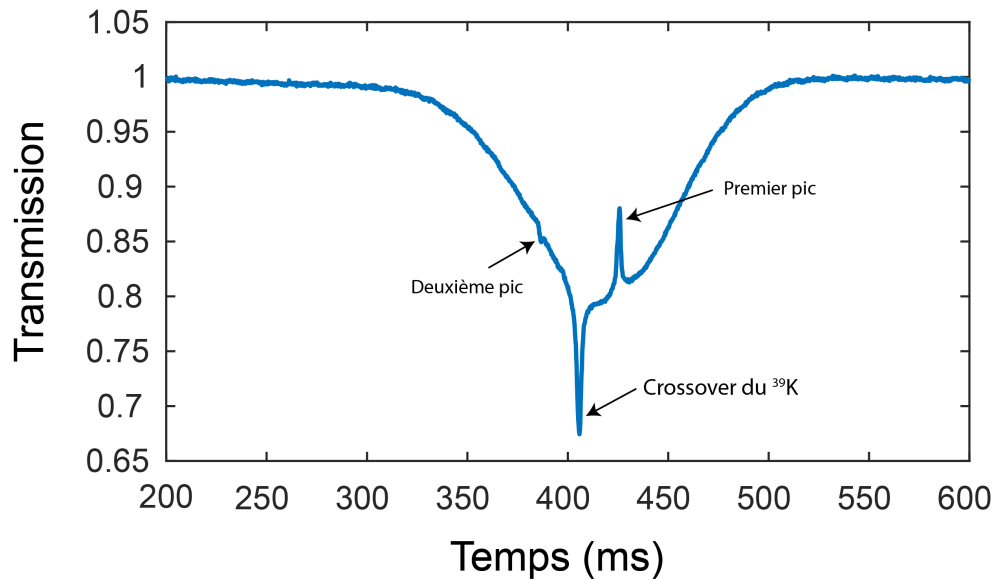


FIGURE 3.2.12: Absorption saturée de potassium autour du pic d'absorption de la raie D2. Le premier pic correspond à la transition du laser principal et le second pic correspond à la transition du laser Repompeur.

chacune des longueurs d'onde. Les autres pics sont difficiles à distinguer mais on déduit de cette figure que le signal correspond à la superposition de trois signaux d'absorptions saturées simple, c'est-à-dire réalisés avec une longueur d'onde.

L'obtention d'un signal d'absorption saturée ne nécessite pas de modification du montage et se fait de manière instantanée. Le principe de notre calibration de puissance des fréquences doublées repose sur l'utilisation des signaux d'absorption saturée. En effet l'amplitude relative des pics d'absorption saturée varie en fonction du ratio de puissance des longueurs d'onde doublées. Nous souhaitons utiliser les spectres d'absorptions saturées obtenus en fonction de la tension qui contrôle le ratio de puissance en entrée du cristal afin de calibrer les ratios de puissance après doublage. On ne peut pas déterminer directement le ratio  $\frac{P_R}{P_P+P_R}$  à partir des spectres d'absorptions saturées. Nous utilisons le principe de la section précédente pour déterminer les ratios associés aux spectres d'absorptions saturées. En effet, nous avons mis au point un algorithme qui permet d'obtenir un spectrogramme identique à la partie précédente. Pour chaque signal de battement (cf section 3.2.2) le programme enregistre le spectre d'absorption saturée associé. On obtient des spectres d'absorptions saturées de référence auxquels on associe le

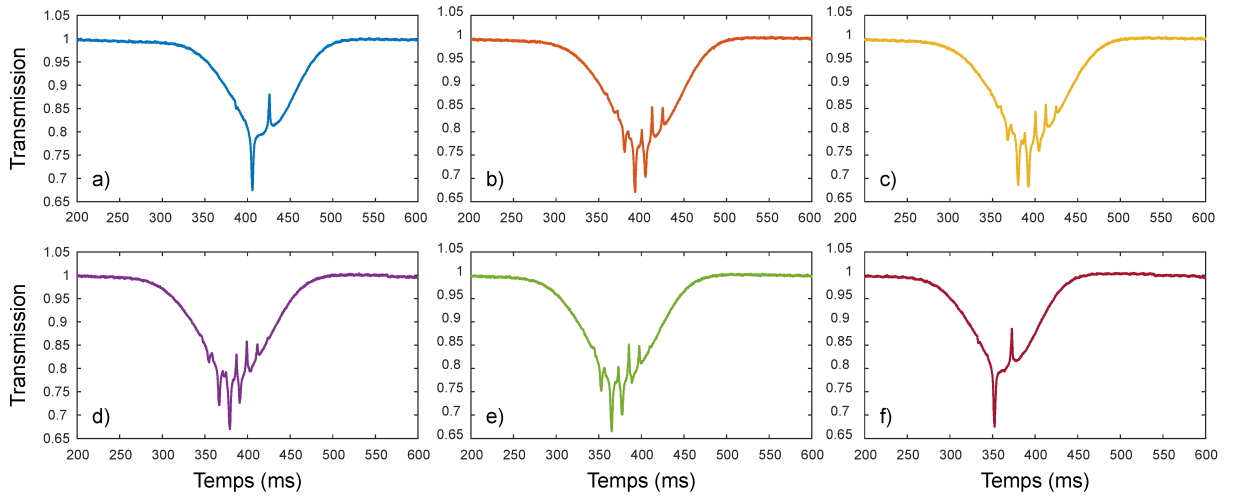


FIGURE 3.2.13: Signaux d'absorptions saturées pour trois longueurs d'ondes avec différents ratios de Principal et de Repompeur. Pour les figures b), c), d) et e) dans lesquels il y a trois longueurs d'ondes en sortie du cristal, ces signaux correspondent à la superposition de trois signaux d'absorptions saturées simples (c'est à dire fait avec une seule longueur d'onde).

ratio de puissance correspondant (grâce au signal de battement associé). On obtient un ensemble de couples de référence spectre d'absorption saturée/ratio  $\frac{P_R}{P_P+P_R}$ . Cette opération nécessite l'utilisation du dispositif de battement mais ne doit être faite que lors d'une modification du système laser du dispositif expérimental.

Une fois cette étape terminée le travail de calibration commence réellement. L'algorithme enregistre un spectre d'absorption saturée pour chaque valeur de tension (qui contrôle le ratio  $\frac{P_1}{P_1+P_2}$  des fréquences  $f_1$  et  $f_2$  en entrée du cristal). Ce spectre d'absorption saturée va être comparé aux spectres de référence (enregistrés dans l'étape précédente) par une méthode de moindre carré et l'algorithme va trouver le spectre de référence qui se rapproche le plus. A partir du spectre de référence trouvé, l'algorithme fournit le ratio  $\frac{P_R}{P_P+P_R}$  associé. Ainsi, pour chaque valeur de la tension de contrôle on fait l'acquisition d'un spectre d'absorption saturée et on obtient le ratio  $\frac{P_R}{P_P+P_R}$  associé. On obtient ainsi la courbe de calibration représentée en figure 3.2.14.

Afin de vérifier si cette courbe de calibration est utilisable et que la méthode expliquée précédemment est consistante, on la superpose avec la courbe de calibration qu'on obtient, de manière indépendante, en utilisant la méthode du battement dans les mêmes conditions expérimentales. On observe sur la figure 3.2.15

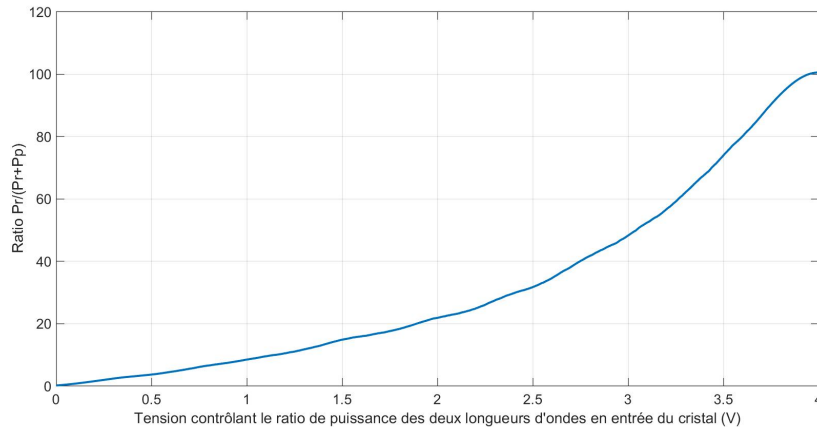


FIGURE 3.2.14: Courbe de calibration du ratio de puissance après doublage obtenue à partir des spectres d'absorption saturée après application d'un filtre Savitzky-Golay 3,101 [69].

qu'on obtient une différence entre les deux courbes inférieures à 3% ce qui est acceptable pour travailler avec les atomes.

La méthode de calibration par mesure d'absorption saturée répond aux besoins du dispositif expérimental puisqu'elle permet d'obtenir des courbes de calibration des ratios de puissance après doublage satisfaisante. Cette méthode étant rapide, elle permet une calibration après chaque allumage des lignes lasers sans modification du montage. Cette courbe de calibration va permettre de piloter toutes les rampes en puissance nécessaires aux phases de refroidissement laser des atomes.

### 3.2.4 Montage en espace libre

Grâce à la courbe de calibration obtenue précédemment, on est capable pour chacun des deux systèmes laser de contrôler la quantité relative de principal et de Repompeur mais on ne peut pas contrôler la quantité de lumière envoyée sur les atomes. Pour ce faire, on a réalisé pour la raie D2, le montage en espace libre représenté dans la figure 3.2.16. En sortie du cristal, un prélèvement de quelques mW est envoyé vers un montage d'absorption saturée expliqué en 3.2.3.1. Ce prélèvement va servir principalement à obtenir le signal d'absorption saturée utilisé pour obtenir la courbe de calibration du ratio de puissance du principal et du Repompeur. Le faisceau d'une puissance  $P_{D2} = 1,5W$  est ensuite séparé en deux, la première partie d'environ  $P_{D2MOT2D} = 600mW$  va servir à alimenter le MOT 2D et

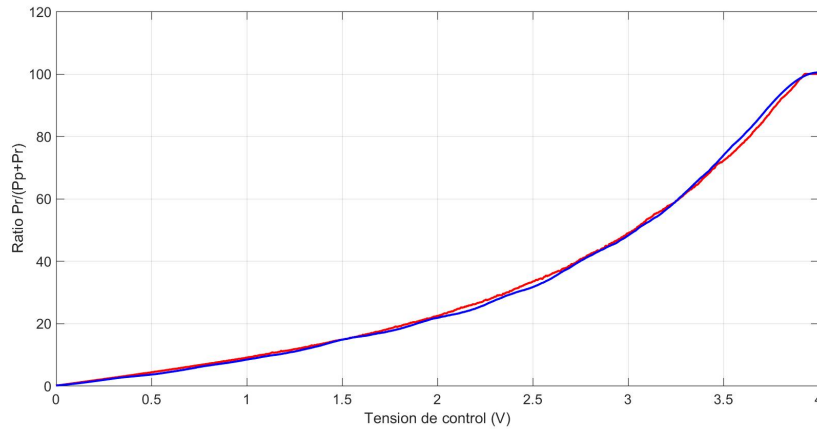


FIGURE 3.2.15: Superposition des courbes de calibrations obtenus par méthode de battement (rouge) et par méthode de spectres d'absorptions saturées.

la seconde partie d'environ  $P_{D2MOT3D} = 900mW$  le MOT 3D. Pour le MOT 2D, le faisceau passe dans un AOM fonctionnant à une fréquence RF de 110 MHz et, on récupère l'ordre +1 avec en sortie, 85% du signal d'entrée. Le faisceau passe ensuite dans une lame  $\lambda/2$  puis dans un cube polariseur afin d'envoyer 99% vers une injection de fibre optique qui va permettre d'envoyer jusqu'à 420 mW de faisceau dans le MOT 2D.

Les 1% restant vont être séparés en deux, une partie d'environ 1mW est envoyée vers une photodiode reliée à un boîtier d'asservissement analogique ayant une bande passante de 100 kHz qui va rétroagir sur l'AOM cité précédemment qui contrôle la puissance envoyée vers le MOT 2D. Ainsi, grâce à ce boîtier d'asservissement, on va pouvoir contrôler l'intensité de la D2 envoyée vers le MOT 2D.

Les 10 mW restant sont destinés à la production du faisceau pousseur. Celui-ci ne doit être composé que de Repompeur (cf section 2.3.1). Les 10 mW sont alors envoyés vers un autre AOM fonctionnant à une fréquence RF de 254 MHz afin de décaler en fréquence les composantes du laser pour ne plus avoir de Principal (en réalité il y en a un peu mais ça ne perturbe pas le chargement du MOT 3D) comme expliqué dans la figure 3.2.17. Ce faisceau pousseur est injecté dans une fibre puis envoyé vers le MOT 2D. Un faible prélèvement est envoyé vers une photodiode reliée à un boîtier d'asservissement identique au précédent qui rétroagit sur l'AOM afin de contrôler la quantité de faisceau pousseur envoyé sur les atomes.

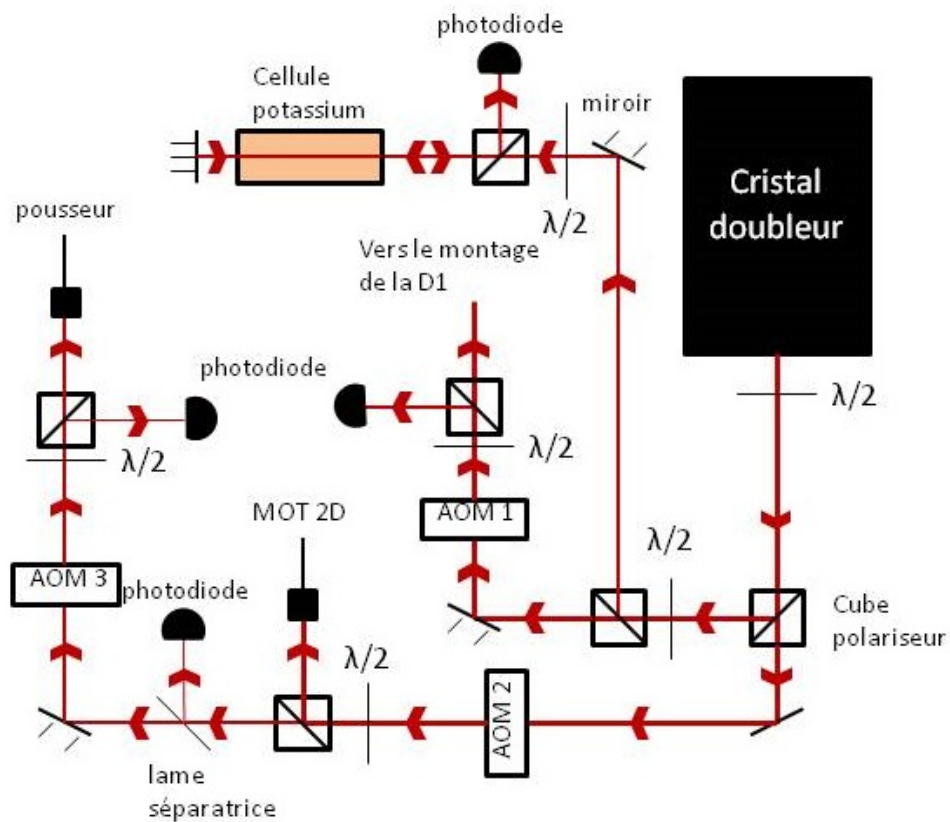


FIGURE 3.2.16: Montage en espace libre de la raie D2. Le faisceau destiné au MOT 3D est envoyée vers le montage de la raie D1 afin qu'il soit mélangé avec le faisceau issue de D1 et destiné au MOT 3D.

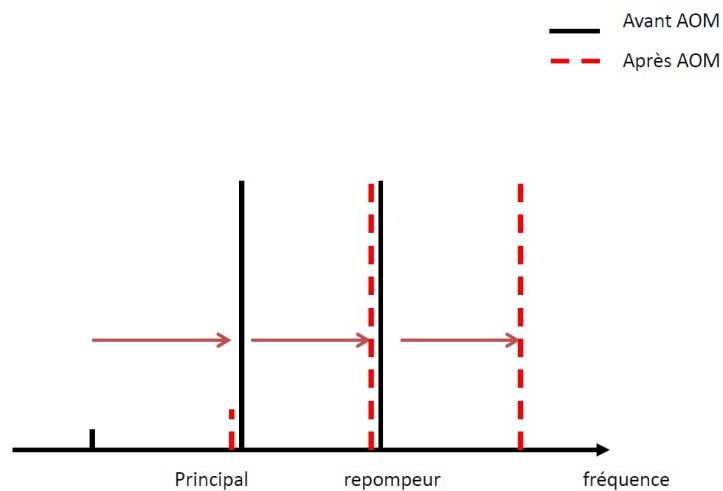


FIGURE 3.2.17: Figure représentant les effets de l'AOM pour le faisceau pousseur. On voit que le principal est décalé vers le Repompeur, le Repompeur est décallé de 254 MHz et n'interagit plus avec les atomes. La troisième longueur d'onde qui n'interagissait pas avec les atomes devient à la fréquence du principal mais, comme elle est présente en faible quantité, ses effets sont négligeables sur les atomes.



Le faisceau destiné au MOT 3D passe dans un AOM fonctionnant à une fréquence RF de 110 MHz, et comme précédemment, on récupère l'ordre +1 de manière à ce que les lasers qui interagissent avec les atomes du MOT 2D et ceux du MOT 3D aient les mêmes longueurs d'onde. Les lasers allant dans le MOT 2D et le MOT 3D passent dans deux AOM indépendants. Cela permet d'ajuster la fréquence de l'ensemble Principal + Repompeur pour le MOT 2D et pour le MOT 3D de manière indépendante. L'écart de fréquence entre le Principal et le Repompeur est le même pour les deux. Cette contrainte n'empêche pas la production d'un MOT 3D de manière efficace [53]. A terme, elle sera amenée à être modifiée de manière à ce que les séquences du MOT 2D et du MOT 3D puissent être totalement indépendantes pour une meilleure optimisation du piège.

En sortie de l'AOM, un prélèvement est envoyé vers une photodiode reliée comme pour le MOT 2D à un boîtier d'asservissement analogique qui va permettre de rétroagir sur l'AOM afin de contrôler la puissance de la raie D2 envoyée vers le MOT 3D. On contrôle de manière indépendante la puissance totale envoyée vers le MOT 2D et celle envoyée vers le MOT 3D pour la raie D2.

Pour la raie D1, le montage est plus simple (figure 3.2.18), en effet elle n'est pas utilisée pour le refroidissement des atomes dans le MOT 2D. Comme pour le montage de la raie D2, un prélèvement en sortie du cristal de quelques mW est envoyé vers un montage d'absorption saturée identique à celui présenté dans la section 3.2.3.1. Ce montage d'absorption saturée sera à nouveau utilisé pour la calibration des ratios de puissances de la raie D1. Le faisceau d'une puissance  $P_{D1} = 1,3W$  est ensuite envoyé vers un AOM fonctionnant à une fréquence RF de 260 MHz qui servira à contrôler la puissance optique envoyée sur le MOT 3D. Un prélèvement de quelques mW est envoyé vers un photodiode, elle-même reliée à un boîtier d'asservissement analogique qui va venir rétroagir sur l'AOM afin de contrôler la puissance optique de la raie D1 envoyée vers les atomes. Les 1.05W restants (perte de 19% en sortie de l'AOM) sont envoyés vers un filtre interférentiel avec le faisceau issu de la raie D2 qui est à destination du MOT 3D afin de les mélanger et, de les envoyer ensemble vers les collimateurs du MOT 3D (cf partie 2.3.2.3). Le faisceau regroupant la D1 et la D2 est séparé en trois et injecté dans 3 fibres optiques chacune relié à un coupleur 50/50 afin de générer les six faisceaux du MOT 3D. Les injections de fibres induisent des pertes de 15% auxquels s'ajoutent les pertes issues des coupleurs qui représentent à nouveau 15% de la puissance, on obtient une puissance par faisceau pour la D2,  $P_{D2/faisceau} = 92mW$  et pour la D1,  $P_{D1/faisceau} = 125mW$  soit une puissance totale par faisceau  $P_{faisceau} = 217mW$ .

Le système laser global composé d'une partie fibré et d'une partie en espace

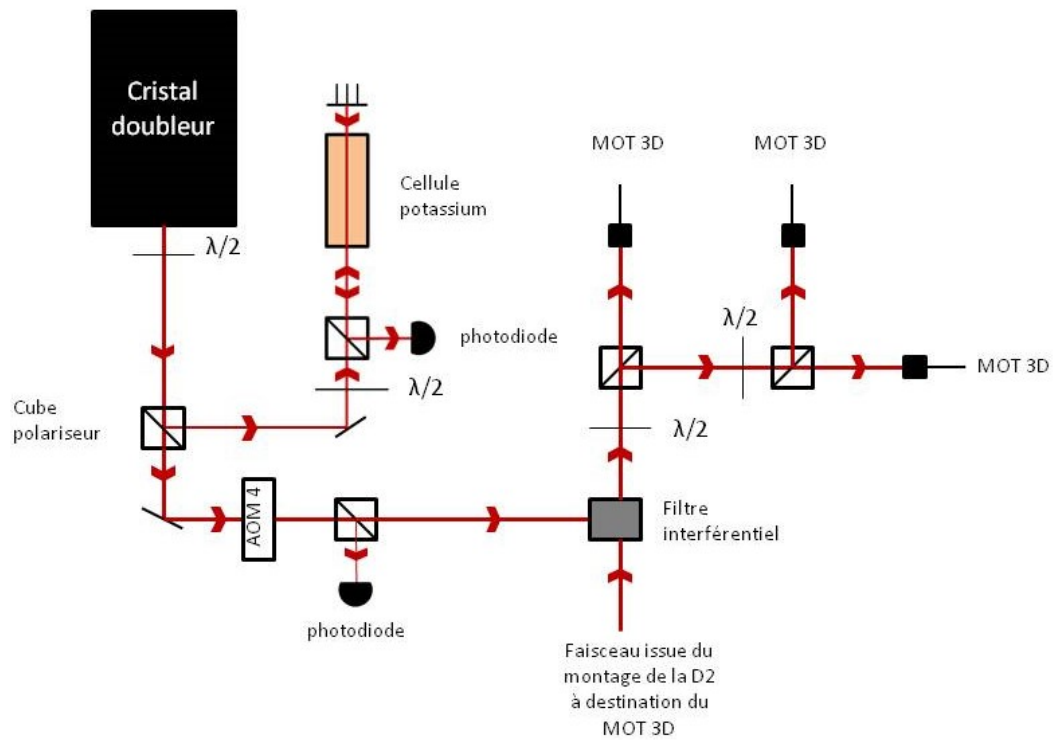


FIGURE 3.2.18: Montage de la ligne D1 en espace libre puis mélange avec le faisceau de la raie D2 destiné au MOT 3D.

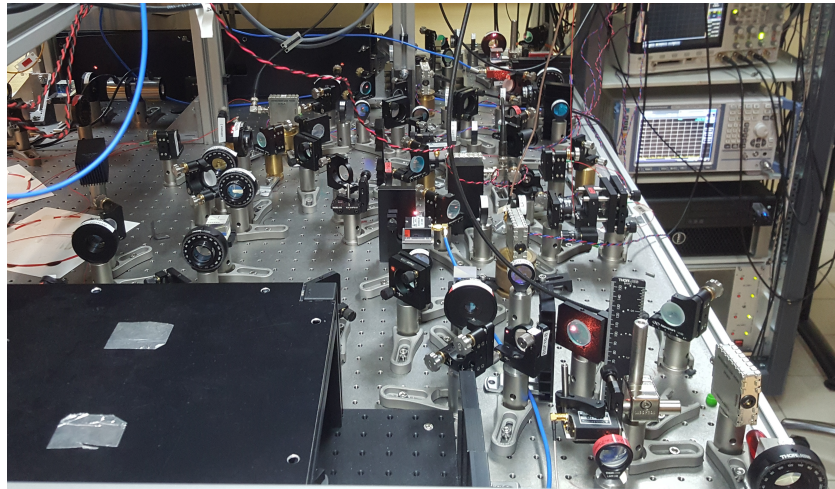


FIGURE 3.2.19: Photo de l'ensemble du montage en espace libre pour la D1 et pour la D2.

libre (figure 3.2.19) nous permet de contrôler à la fois la quantité de principal et de Repompeur pour chacune des raies D1 et D2 mais aussi la quantité de puissance totale envoyée vers le MOT 2D et le MOT 3D .

Tous les boîtiers d'asservissement utilisés dans les montages laser fibré et non fibrés sont identiques et ont une bande passante de 100 kHz. Ce sont des asservissements qui ont été conçus au sein du laboratoire par notre atelier électronique et dont les détails sont présentés en Annexe "Système d'asservissement".

### 3.3 Asservissement en fréquence sur une raie d'acétylène à 1534 nm

Pour refroidir les atomes de manière efficace, il est important de contrôler de manière précise la fréquence des lasers. Pour ce faire, la méthode la plus classique dans le milieu des atomes froids consiste à utiliser une absorption saturée. Cette méthode a été utilisée au début de l'expérience et sert à la calibration de puissance des lasers expliquée dans la section précédente.

Nous avons vu précédemment que dans nos lignes laser, le Principal et le Repompeur sont amplifiés puis doublés ensemble. Lors des phases de refroidissement optique, les séquences expérimentales vont nécessiter l'utilisation de rampes en puissance et en fréquence sur le Principal et le Repompeur. Par conséquent, il est important de découpler le doublage et l'asservissement en fréquence du laser. Pour ce faire, on choisit l'utilisation de l'acétylène. En effet, la raie P(15) de la molécule d'Acétylène se situe à une longueur d'onde de 1534.099 nm soit un décalage d'environ 88 GHz par rapport à la raie D2 du Potassium avant doublage qui se trouve à 1533,402 nm (figure 3.3.1). Dans un premier temps, nous avons voulu asservir un laser du type DFB sur la transition de l'acétylène puis, à l'aide d'un modulateur de phase, produire une harmonique à 88 GHz de manière à phase-locker la DFB de la raie D2 du Potassium afin qu'il soit asservi avant le doublage. Ainsi, le laser serait asservi en fréquence en toutes circonstances c'est-à-dire même quand il n'y a pas de laser doublé en sortie du cristal PPLN du montage de la ligne D2. Pour des raisons techniques, cette méthode ne semble pas réalisable car les modulateurs de phase actuelle dans le domaine des telecoms ne permettent pas de produire des harmoniques pouvant aller jusque 88 GHz mais, il est possible d'atteindre des harmoniques allant jusque 50 GHz.

La solution choisie par l'équipe se décompose en deux étapes. Dans un premier temps une DFB à 1534.099 nm est asservi en fréquence sur la raie P(15) à l'aide d'une absorption saturée. Un deuxième laser "maître" ayant une largeur spectrale de quelques kHz (laser UNL, "Ultra Narrow Line", OEwaves) est relié à un modulateur de phase (MPZ-LN-10, Minicircuit) alimenté par un signal RF de 11 GHz. La longueur d'onde de ce laser est centré entre la longueur d'onde la DFB qui est asservie en fréquence sur la raie de l'Acétylène et la DFB utilisé pour le banc de la raie D2 du Potassium. L'harmonique "- 4" issue du modulateur de phase est alors phase-locké sur la DFB asservie sur l'Acétylène. Enfin, la DFB utilisé dans le montage de la raie D2 du potassium est phase-locké sur l'harmonique "+ 4" du laser maître. Le laser de la raie D2 est indirectement phase-locké

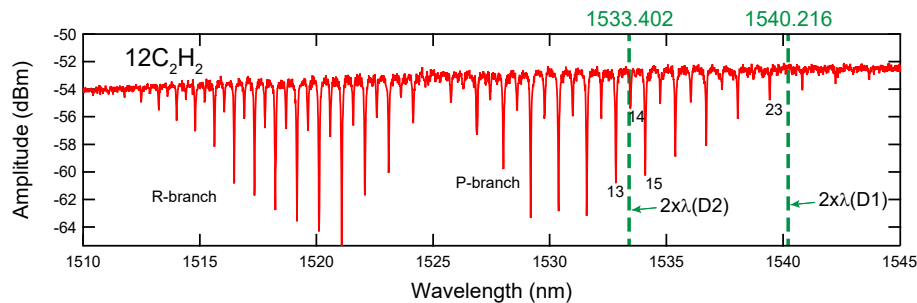


FIGURE 3.3.1: Spectre d'absorption de l'acétylène. La raie P15 a une longueur d'onde deux fois supérieure à celle de la raie D2 du Potassium avec un décalage en fréquence de 88GHz.

sur la DFB qui est asservie sur la raie P(15) de l'acétylène. Le laser maître joue le rôle d'intermédiaire pour le phase-lock et apporte une contribution positive sur la largeur spectrale des lasers. En effet les DFB ont initialement une largeur spectrale de quelques MHz et, après phase-lock, la largeur spectrale du laser servant à produire la raie D2 est réduite à quelques kHz. Cet affinement spectral est bénéfique pour le refroidissement des atomes de Potassium.

### 3.3.1 Absorption saturée sur la raie P(15) de l'Acétylène

Le montage d'absorption saturée de l'acétylène (figure 3.3.2, photo figure 3.3.3) repose sur le même principe que celui du potassium. On utilise une DFB identique au montage de la raie D2 du potassium à une longueur d'onde de 1533,402 nm. Un premier prélèvement d'environ 10% est envoyé vers le système de phase-lock afin d'asservir le laser maître sur le laser de l'acétylène. Les 90% restants sont séparés en deux, 80% soit environ 20 mW est utilisé pour produire le faisceau sonde et, les 20% restants seront utilisés pour le faisceau pompe.

Le faisceau pompe passe d'abord dans modulateur acousto optique de 110 MHz avant de passer dans un amplificateur erbium pour obtenir une puissance de 400 mW. Le faisceau est envoyé dans un circulateur qui a pour but de récupérer le signal issu de faisceau sonde qui permet d'obtenir le spectre d'absorption saturée. Le faisceau pompe est ensuite envoyé vers la cellule d'acétylène mesurant 50 cm de longueur pour une pression interne de 50 mTorr.

Le faisceau sonde, passe dans un circulateur avant d'être envoyé dans la cellule d'acétylène. Le circulateur a pour objectif de récupérer la puissance issue du faisceau pompe pour qu'elle n'aille pas vers la DFB.

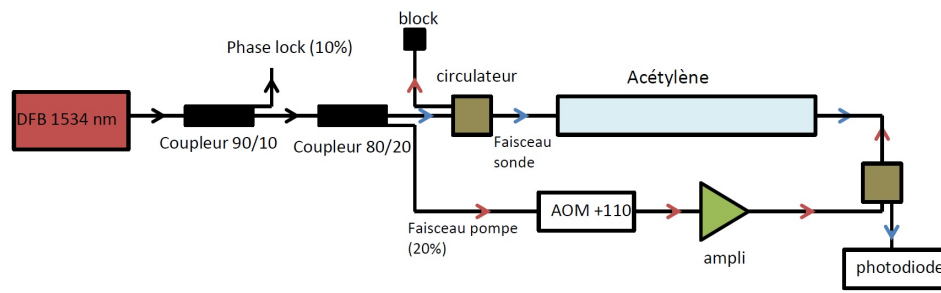


FIGURE 3.3.2: Schéma du montage d'absorption saturée de l'acétylène.

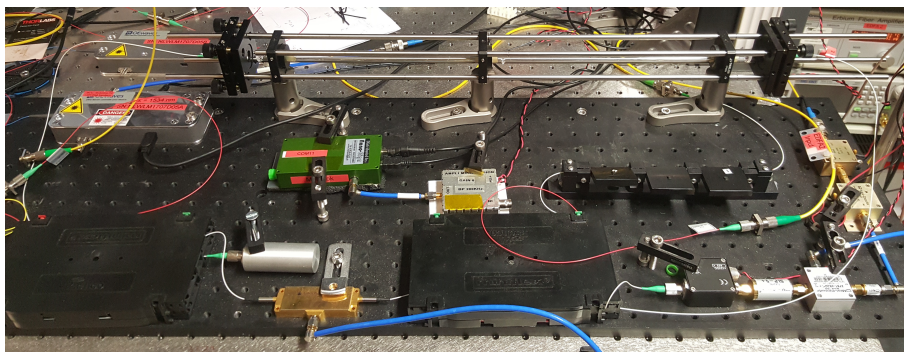


FIGURE 3.3.3: Photo du montage d'absorption saturée de l'acétylène.

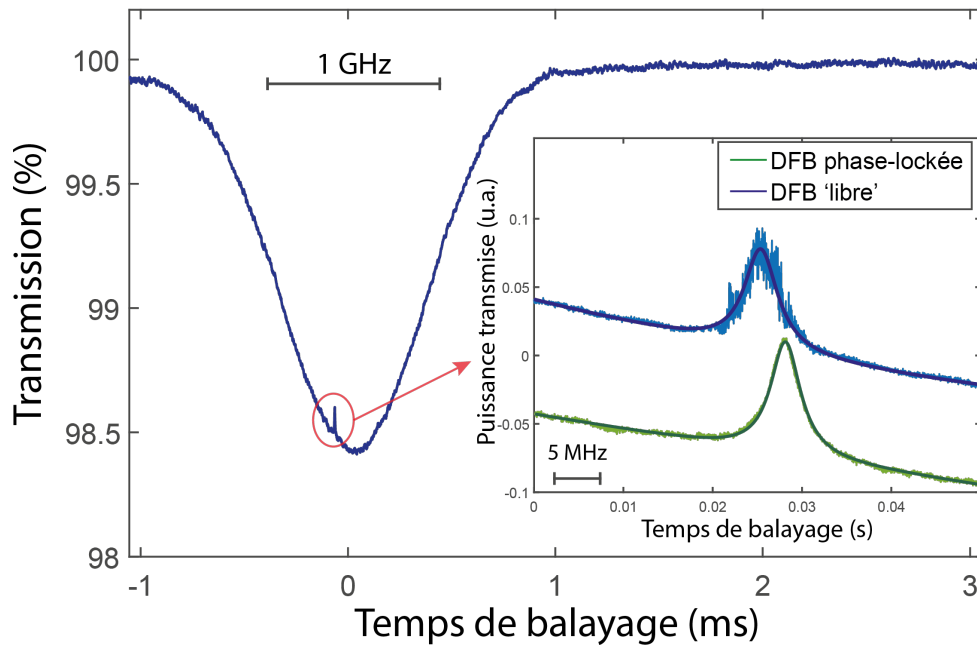


FIGURE 3.3.4: Signal d'absorption saturée de l'acétylène.

Le circulateur permettant de séparer le faisceau pompe du faisceau sonde issu de la cellule d'acétylène n'étant pas parfait, une partie du faisceau pompe arrive vers la photodiode ce qui provoque un battement qui ne permet pas d'observer le signal d'absorption saturée. Pour résoudre ce problème, le faisceau pompe passe dans un AOM centré à une fréquence de 110 MHz afin de décaler la fréquence du faisceau pompe de celle du faisceau sonde. Le signal de battement est décalé de 110 MHz du signal d'absorption saturée et, on obtient le signal d'absorption suivant : (figure 3.3.4)

Le signal d'absorption saturée obtenue est très faible en intensité. En effet, le signal Doppler représente une variation d'un pourcent de la puissance totale quand celle du signal d'absorption saturée ne représente qu'un pour mille de la puissance totale.

Comme pour le montage d'absorption saturée du potassium, un régulateur PID (proportionnel, intégral, dérivé) permet d'asservir la fréquence de la DFB sur le pic du signal d'absorption saturée de l'acétylène.

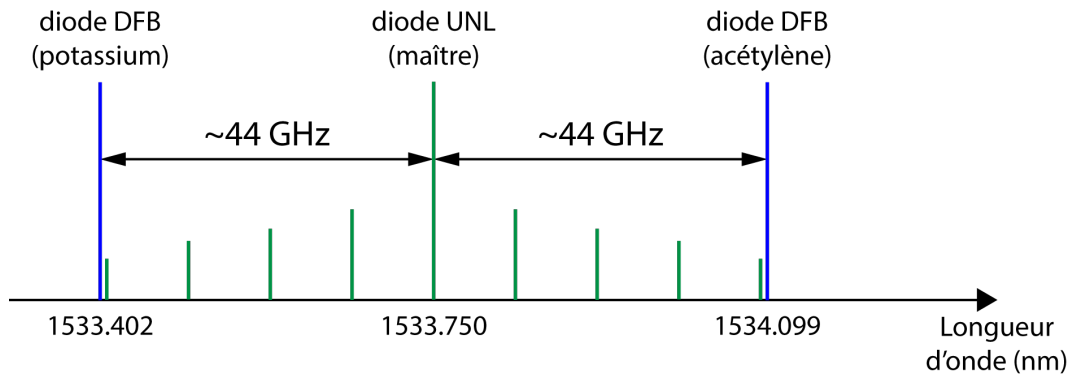


FIGURE 3.3.5: Position relative du laser maître avec le laser de l'acétylène et celui du potassium.

### 3.3.2 Description du montage

Le montage précédent permet d'asservir la DFB centrée à 1534.099 nm sur la transition P(15) de l'acétylène. Un laser UNL d'une largeur de quelques kHz qui jouera le rôle de maître est envoyé vers un modulateur de phase alimenté par une puissance RF de 11GHz. Un prélèvement de 10% issue de la DFB (du montage acétylène) est envoyé vers un coupleur afin d'obtenir un battement avec l'harmonique “-4” issue du laser maître. Le signal de battement est amplifié puis démodulé à l'aide d'un synthétiseur avant d'être envoyé dans un filtre passe bas pour obtenir un signal d'erreur proportionnel à la différence de phase entre le laser maître et la DFB (du montage acétylène). Ce signal d'erreur est ensuite envoyé vers un régulateur PID identique à ceux utiliser précédemment qui va rétroagir sur le laser UNL afin de maintenir le phase lock entre les deux lasers.

Le même montage est utilisé entre le laser maître et la DFB du potassium afin de phase locké la fréquence de la DFB (du potassium) sur l'harmonique “+4” issue du laser maître ce qui revient à asservir de manière indirecte la DFB du potassium sur la transition P(15) de l'acétylène (figure 3.3.5).

On voit sur la figure 3.3.6 que le laser s'est affiné spectralement de manière significative et passe d'une largeur de plusieurs MHz à une largeur de quelques kHz.

Ce système d'asservissement présente l'avantage de pouvoir asservir en fréquence le laser avant le doublage ce qui garantit un asservissement stable même quand le laser n'est pas doublé. Cette méthode d'asservissement ne peut toutefois pas être utilisée pour la raie D1 car il n'y a pas de transition de l'acétylène qui soit



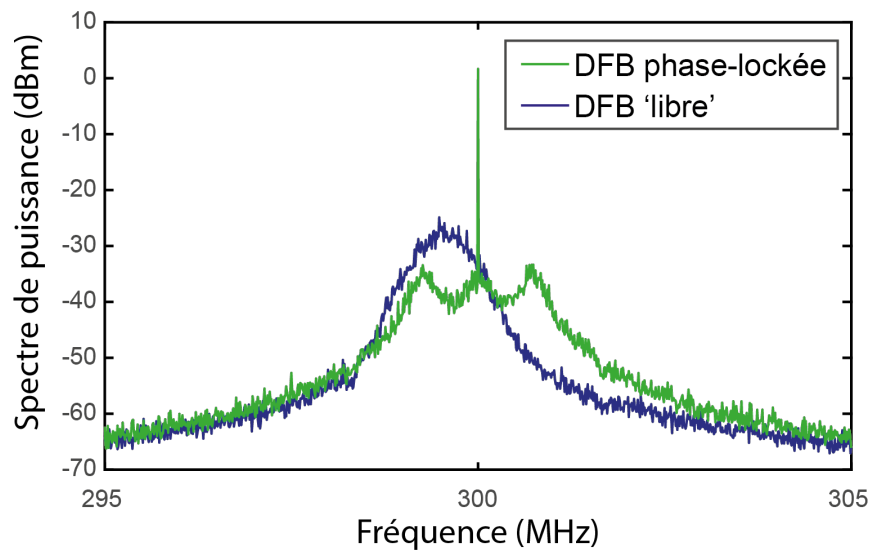


FIGURE 3.3.6: Figure représentant l'affinement spectrale grâce à l'utilisation du phase lock sur le laser maître.

suffisamment proche de la raie D1 du potassium.

## 3.4 Validation du cahier des charges des systèmes lasers

Dans les parties précédentes, nous avons explicité les différents choix techniques de l'équipe pour les phases de refroidissement optique. Le travail principal de cette thèse est la production d'un système laser innovant permettant d'obtenir plus de puissance optique, la possibilité de couper totalement la puissance doublée et un système beaucoup plus stable dans le temps que ceux utilisés actuellement. En effet nous avons vu que notre système fournit plus de 970 mW utile pour la raie D2, 420 mW pour le MOT 2D et 550 mW pour le MOT 3D soit presque 5 fois plus de puissance que dans l'équipe de Palaiseau qui travaille avec 100 mW pour le principal et 100 mW pour le Repompeur. L'ensemble des composants fibré et l'utilisation d'un amplificateur erbium fibré permet d'avoir une grande stabilité et une bonne fiabilité dans le temps contrairement aux montages habituels dans lesquels il faut changer les amplificateurs TA tous les deux ans avec un travail important de mise en forme.

Le désaccord des différents lasers ainsi que les puissances utilisées pour la production du MOT sont trouvés de manière empirique car ces paramètres dépendent beaucoup du dispositif expérimental. Les expériences de Tokyo et de Hefei nous ont permis d'établir un cahier des charges afin de définir les besoins de l'expérience pour pouvoir vérifier si notre système laser répond à ces besoins.

### 3.4.1 Les puissances optiques

Nous nous intéressons dans un premier temps aux besoins du système laser pour la raie D2. Nous avons vu que pour le MOT 2D, il faut une intensité totale supérieure à  $I_{2T} = 28 I_{Sat}$  avec  $I_{Sat} = 1.75 W.cm^{-2}$ . Or pour chacune des deux directions de l'espace, on a un faisceau elliptique de rapport 2 avec un grand diamètre de 24 mm qui est ensuite séparé en 3 pour produire une nappe. Pour chaque faisceau, il faudrait une puissance totale 166 mW par faisceau. Etant donné qu'il y a deux faisceaux, cela correspond à une puissance totale de 332 mW or nous disposons de 420 mW utile. Il est possible d'avoir une intensité totale pour le principal et le Repompeur de  $I_{2T} = 35 I_{Sat}$ . Nous avons montré dans la partie 2.5 qu'on était capable de régler la répartition de principal et de Repompeur dans la limite où la quantité de Repompeur n'est pas très petite par rapport à la quantité de principal. En effet, dans le cas contraire la troisième longueur d'onde issue du doublage qui n'interagit pas avec les atomes devient présente de manière non né-

gligeable et réduit la puissance utile du principal et du Repompeur (figure 3.2.9). Dans notre cas, le principal et le Repompeur seront présents dans des proportions similaires puisque nous avons vu que dans l'équipe d'Hefei, il y a 35% de Repompeur pour 65% de principal. En terme de puissance optique le système laser répond aux besoins du MOT 2D et permet même d'obtenir des puissances 25% supérieures.

Pour la phase MOT 3D, si on suit les proportions de l'équipe de Hefei, on a une intensité  $I_{2P} = 11,5 \times I_{Sat}$  pour le principal et  $I_{2R} = 17,5 \times I_{Sat}$  pour le Repompeur soit une intensité totale  $I_2 = 29 \times I_{Sat}$ . Le waist de nos six faisceaux laser a un rayon pouvant varier entre 7 mm et 14 mm. Pour un waist de 7 mm, la puissance totale nécessaire pour le refroidissement lors de la phase MOT 3D est de 234 mW ce qui est bien inférieur aux 550 mW disponibles. On pourrait alors obtenir une intensité totale  $I_2 = 68 \times I_{Sat}$ . L'objectif étant d'avoir un MOT le plus gros possible on veut travailler avec le plus gros waist possible tout en gardant une intensité suffisamment importante pour assurer un piégeage efficace. Pour un waist de 14 mm, il faut une puissance totale de 937 mW ce qui est supérieur à la puissance disponible. Avec la puissance totale fournie par le système laser au MOT 3D, on obtient une intensité totale  $I_2 = 16.5 \times I_{Sat}$ . Si on souhaite travailler dans les mêmes conditions que l'équipe de Hefei c'est-à-dire avec une intensité totale  $I_2 = 29 \times I_{Sat}$ , il faut travailler avec un waist qui ne doit pas excéder 10,7 mm.

Dans la phase CMOT, le Principal de la D2 est coupé et seul le Repompeur est présent en faible quantité puisqu'il y a une intensité  $I_{2T} = I_{Sat}$ . Les paramètres  $I_{2P}$  et  $I_{2R}$  sont dépendants du dispositif expérimental puisque toutes les expériences qui travaillent avec une espèce atomique ont des paramètres différents. Une fois que ces paramètres seront déterminés de manière empirique sur l'expérience, le waist du faisceau sera alors fixé de manière à maximiser l'utilisation de la puissance laser pour obtenir le plus gros MOT possible.

Il faut toutefois prendre en compte le fait que dans le système laser actuel, le ratio de principal et de Repompeur pour la D2 sont identiques pour le MOT 2D et le MOT 3D ce qui impose une contrainte importante sur l'optimisation des réglages. Cette contrainte n'empêche pas la production du MOT puisque d'autres équipes ont obtenu des condensats dans ces conditions [53]. A terme, le montage sera amené à être modifié et cette contrainte à disparaître.

Nous nous intéressons maintenant à la raie D1 qui est utilisée dans les phases CMOT et mélasse grise. Pour la phase CMOT, seul le principal de la D1 est allumé et on a  $I_{1P} = 11,4 \times I_{Sat}$ . Pour la phase mélasse grise, l'intensité du principal vaut  $I_{1P} = 12,5 \times I_{Sat}$  et celle du Repompeur vaut  $I_{1R} = 2,5 \times I_{Sat}$  pour une intensité

totale  $I_{1T} = 15 \times I_{Sat}$ . Les faisceaux de la D1 sont mélangés avec les faisceaux de la raie D2 destinés au MOT 3D avant d'être envoyés vers les collimateurs qui serviront à la mise en forme des six faisceaux du MOT 3D. Le waist sera identique que celui présenté précédemment pour la partie de la D2 destinée au MOT 3D. On a vu dans la partie II.5.4 que le système laser de la raie D1 fournit une puissance utile totale de 750 mW. Pour un waist de 7 mm, on obtient une intensité totale  $I_{1T} = 92 \times I_{Sat}$  ce qui est très supérieur aux besoins mis en évidence par l'expérience de Hefei. Pour un waist de 14 mm, on obtient une intensité totale  $I_{1T} = 23 \times I_{Sat}$ . Peu importe le waist choisi, le système laser de la raie D1 est capable de fournir la puissance nécessaire au refroidissement des atomes lors des phases CMOT et mélasse grise. C'est les limites liées au système laser de la D2 qui vont fixer le waist du faisceau.

Les systèmes lasers sont capables de fournir la puissance nécessaire au refroidissement. Pour les séquences durant lesquels la quantité de puissance et le ratio principal/ Repompeur sont amenés à être modifiés le système offre une liberté totale sur le champ d'action. En effet grâce aux asservissements qui rétroagissent sur les AOM fibrés et à la courbe de calibration de la partie II.5.3, le ratio principal/Repompeur est contrôlé de manière précise et modifié sur des échelles de temps de quelques millisecondes. Pour les puissances envoyées vers le MOT 2D et le MOT 3D, les systèmes d'asservissement reliés aux AOM en espace libre vont permettre de modifier et de contrôler avec précision chaque puissance pour chacune des raies.

Du point de vue de la puissance, ce système laser répond aux besoins de l'expérience puisqu'il fournit plus de puissance que les systèmes utilisés actuellement et, il garantit un contrôle précis et une liberté d'action sur les séquences de refroidissement.

### 3.4.2 Le désaccord des fréquences

Les désaccords en fréquence du Principal et du Repompeur se font grâce aux AOM du montage fibré. En effet avant doublage, il y a deux fréquences séparées de  $\Delta f = f_{AOM1} - f_{AOM2}$  où  $f_{AOM1}$  et  $f_{AOM2}$  correspondent aux fréquences RF qui alimentent l'AOM 1 et l'AOM 2. Pour rappel l'AOM 1 est centré à la fréquence de -160 MHz (car on prend l'ordre -1) et l'AOM 2 est centré à +110 MHz. On a  $\Delta f = 270 \text{ MHz}$ . La fréquence RF étant générée par des VCO (voltage controlled oscillator) on contrôle la fréquence RF de chaque AOM en modifiant la tension de contrôle du VCO. Pour chaque AOM, on peut faire varier la fréquence de  $\pm 15 \text{ MHz}$ . Après doublage, on a vu dans la partie 2.5.3 que la fréquence centrale

et une fréquence latérale des trois pics issus du doublage servent de Principal et de Repompeur. L'écart en fréquence entre le principal et le Repompeur est égal à  $\Delta f$ . Le système laser permet de faire varier l'écart entre le principal et le Repompeur entre  $240\text{MHz} \leq \Delta f \leq 300\text{MHz}$ . L'écart entre le niveau  $|F = 1\rangle$  et  $|F = 2\rangle$  est de  $f_{1 \rightarrow 2} = 254\text{MHz}$ , on peut faire varier le désaccord de l'écart entre les deux fréquences par rapport à  $f_{1 \rightarrow 2}$  tel que  $-2,3\Gamma \leq \Delta f - f_{1 \rightarrow 2} \leq 7,6\Gamma$  or,

$$\Delta f = f_R - f_P = f_{R0} + \delta_R - f_{P0} - \delta_P = f_{1 \rightarrow 2} + \delta_R - \delta_P \quad (3.4.1)$$

où  $f_{R0}$  et  $f_{P0}$  sont les fréquences de résonance des transitions du Repompeur et du Principal et,  $\delta_R$  et  $\delta_P$  les désaccords en fréquences respectif du Repompeur et du Principal. On peut faire varier l'écart entre le désaccord du Repompeur et celui du Principal de  $-2,3\Gamma \leq \delta_R - \delta_P \leq 7,6\Gamma$ . L'objectif ici n'est pas d'utiliser un AOM par désaccord de chacune des deux fréquences car cela limiterait beaucoup les plages de de contrôle de  $\delta_R$  et  $\delta_P$ . Les AOM servent à contrôler l'écart entre  $\delta_R$  et  $\delta_P$  et, on utilise la fréquence centrale de la DFB (avant les AOM) pour contrôler les désaccords. En effet, on a  $f_1 = f_0 + f_{AOM1}$  et  $f_2 = f_0 + f_{AOM2}$  où,  $f_1$  et  $f_2$  sont les fréquences après les passages dans les AOM 1 et 2 et,  $f_0$  la fréquence de la DFB.

Prenons l'exemple de la raie D2 ( pour la raie D1 le raisonnement est similaire). On a :

$$f_R = 2f_2 \quad (3.4.2)$$

$$f_P = f_1 + f_2 \quad (3.4.3)$$

ce qui implique :

$$f_R = 2f_0 + 2f_{AOM2} \quad (3.4.4)$$

$$f_P = 2f_0 + f_{AOM1} + f_{AOM2} \quad (3.4.5)$$

On cherche à obtenir un désaccord  $\delta_R$  pour le Repompeur et un désaccord  $\delta_P$  pour le Principal. On va dans un premier temps régler  $f_{AOM1}$  et  $f_{AOM2}$  afin de régler  $\delta_R - \delta_P$ .

En effet, on a :

$$\delta_R - \delta_P = f_R - f_P - f_{1 \rightarrow 2} = f_{AOM2} - f_{AOM1} - f_{1 \rightarrow 2} \quad (3.4.6)$$

Une fois que les AOM sont réglés et que  $\delta_R - \delta_P$  est fixé. On va régler la fréquence  $f_0$  tel que :

$$f_{R0} + \delta_R = 2f_0 + 2f_{AOM2} \quad (3.4.7)$$

c'est à dire :

$$f_0 = \frac{f_{R0} + \delta_R}{2} - f_{AOM2} \quad (3.4.8)$$

Pour régler  $f_0$  qui est fixé par le phase lock, il suffit d'adapter la fréquence du modulateur de phase de manière à avoir la fréquence de  $f_0$  voulu.

On a réglé  $f_0$  à partir de la fréquence du Repompeur. Il faut vérifier qu'on obtienne le bon désaccord  $\delta_P$  pour le principal.

D'après 3.4.5 et 3.4.8 on a :

$$f_P = f_{R0} + \delta_R - 2f_{AOM2} + f_{AOM1} + f_{AOM2} \quad (3.4.9)$$

or, on a vu que  $\Delta f = f_{AOM1} - f_{AOM2}$ , donc :

$$f_P = f_{R0} + \delta_R - \Delta f \quad (3.4.10)$$

et d'après 3.4.1 on a :

$$f_P = f_{R0} + \delta_R - (f_{R0} + \delta_R - f_{P0} - \delta_P) \quad (3.4.11)$$

Au final, on retrouve bien l'expression de  $f_P$  :

$$f_P = f_{P0} + \delta_P \quad (3.4.12)$$

A partir de  $\Delta f$  et de  $f_0$ , on peut contrôler les désaccords du principal  $\delta_P$  et du Repompeur  $\delta_R$ . Si il n'y a pas de limite sur la plage de variation de  $f_0$ , on a vu que les AOM limitent les variations de  $\Delta f$  tel que  $-2,3\Gamma \leq \delta_P - \delta_R \leq 7,6\Gamma$ . Il faut vérifier si notre système est capable de fournir les désaccords nécessaires aux différentes phases de refroidissement. Le paramètre limitant étant  $\delta_R - \delta_P$ , nous regardons si pour chaque séquence si  $\delta_R - \delta_P$  appartient à l'intervalle  $[-2,3\Gamma; 7,6\Gamma]$ .

Nous commençons par la raie D2, pour laquelle le désaccord du principal  $\delta_P$  et celui du Repompeur  $\delta_R$  sont toujours désaccordés dans le rouge. Pour la phase MOT 2D, l'écart le plus important correspond à celui de l'expérience de Tokyo dans laquelle,  $\delta_P = -5,3\Gamma$  et  $\delta_R = -3,7\Gamma$  soit un écart  $\delta_R - \delta_P = 1,6\Gamma$  qui appartient à l'intervalle  $[-2,3\Gamma; 7,6\Gamma]$ . Les désaccords de la phase MOT 2D sont réalisables par nos systèmes laser.

Pour la phase MOT 3D, l'écart le plus important correspond à celui de l'expérience de Hefei dans laquelle,  $\delta_P = -8,9\Gamma$  et  $\delta_R = -5,0\Gamma$  soit un écart  $\delta_R - \delta_P = 4,6\Gamma$  qui appartient à l'intervalle  $[-2,3\Gamma; 7,6\Gamma]$ . Notre système permet de produire les désaccords nécessaires lors de la phase MOT 3D.

Pour la phase CMOT, seul le Repompeur de la raie D2 est allumé il n'y a pas de contraintes sur  $\delta_R - \delta_P$  ce qui implique que notre système est capable répondre aux besoins de la phase CMOT.

Pour les trois phases de refroidissement impliquant l'utilisation de la raie D2, le système laser répond aux besoins de l'expérience.

Le cas de la raie D1 est bien plus simple à traité puisque dans la phase CMOT seul le principal est utilisé ce qui n'implique aucune contrainte sur  $\delta_R - \delta_P$ . Pour la phase mélasse grise, nous avons vu dans la section 2.3.4 que le désaccord entre le principal et le Repompeur sont toujours identique soit  $\delta_R - \delta_P = 0$ . Notre système laser permet de répondre aux besoins de l'expérience pour la raie D1.

Nous avons montré que pour chaque raie, le système répond au cahier des charges imposé par l'expérience. En effet, pour les puissances comme pour les désaccords en fréquence, le système est capable de fournir les lasers nécessaires à chaque phase de refroidissement optique.

## Conclusion

Les résultats présentés dans ce chapitre sont très prometteurs quant à la réalisation du refroidissement laser du Potassium 41. En se basant sur la technologie des lasers Telecom doublés, nous avons ainsi réalisé un système laser performant, avec des puissances supérieures à celles utilisées dans d'autres expériences de condensation du Potassium. De plus, toutes les fréquences nécessaires (Principal et Repompeur) sont déjà présentes en sortie du doublage dans le même faisceau laser avec une qualité de mode largement supérieure à celle obtenues avec les amplificateurs TA. Cela nous mettra dans de bonnes conditions pour le refroidissement du Potassium. Le premier MOT de Potassium 41 a été réalisé grâce à ce système après la fin de ma thèse, en Mars 2019.

# Conclusion générale

Dans cette thèse nous avons dans un premier temps étudié le phénomène de doublement de la probabilité de retour à l'origine avec l'atome de Césium puis, dans un second temps, nous avons fourni un travail plus technique de conception et de réalisation qui a permis de produire un système laser innovant qui devrait permettre de produire un condensat de Bose Einstein de Potassium 41 plus grand que ceux produits actuellement.

Avec le piège magnéto-optique de Cesium, nous avons prédit par la simulation numérique l'existence du phénomène de doublement de probabilité de retour à l'origine dans l'espace des impulsions en utilisant le modèle du rotateur pulsé. Les conditions initiales de l'expérience sur la distribution en impulsion des atomes liées à la température du nuage ont rendu difficile l'observation expérimentale directe du phénomène. Nous avons adapté l'expérience de manière à briser la symétrie par renversement du temps un kick sur deux. Cette brisure de symétrie nous a permis d'observer expérimentalement l'augmentation de la probabilité de retour à l'origine. A partir de ces résultats, nous avons pu mettre au point une méthode qui permet de mesurer la décohérence de notre dispositif expérimental.

Nous avons ensuite conçu un système laser basé sur le doublage après amplification des longueurs d'onde utilisées pour le refroidissement optique (contre une amplification après doublage pour les expériences classiques). L'objectif de ce système était d'obtenir des puissances optiques plus importantes que celles obtenues jusqu'alors tout en gardant le même contrôle des désaccords en fréquences nécessaires aux séquences de refroidissement. Nous avons fait face à différentes difficultés notamment les effets non-linéaires du doublage sur les puissances optiques. Nous avons trouvé des solutions pour quantifier les effets du doublage sur les puissances optiques de chaque longueur d'onde par mesure de battement. Une méthode basée sur l'utilisation des spectres d'absorptions saturées du Potassium 41 combinée à un algorithme permet de calibrer de manière efficace les ratios de puissances de chaque longueur d'onde. Le système permet d'avoir un contrôle



précis des puissances optiques et des désaccords grâce aux différents systèmes d'asservissement. Les puissances optiques obtenues répondent aux attentes que nous nous étions fixées au début du projet.

Enfin les résultats obtenus pour le piège magnéto-optique de Potassium 41 donnent la perspective de résultats encourageants quant à la production du condensat de Bose Einstein.

# **Annexes**

## Système d'asservissement

L'objectif de cette annexe est de présenter le principe de fonctionnement des boîtiers d'asservissements utilisés dans les lignes lasers. Ces boîtiers ont été conçus et réalisés au sein de l'atelier électronique du Laboratoire par Michel Gamot. Le principe de fonctionnement de l'asservissement est expliqué dans la figure 3.4.1. Un prélèvement laser issu du faisceau qui doit être asservi est envoyé vers une photodiode (fibré ou non en fonction du faisceau) qui convertit le signal en tension. Ce signal est soustrait à la tension de consigne qui peut être soit interne soit externe afin d'obtenir un signal d'erreur. Si ce signal est inférieur à 38 mV (en valeur absolue) alors le système est asservi sinon, il est amplifié avant de passer dans un intégrateur. La tension issue de l'intégrateur est atténuée puis envoyée vers le mixeur qui envoie la puissance RF à l'AOM dans lequel passe le faisceau qu'on veut asservir. Cette tension va donc permettre de contrôler la puissance optique du faisceau asservi en modifiant la puissance RF envoyée dans l'AOM. La figure 3.4.2 montre les façades du boîtier. Chaque boîtier est composé de deux systèmes d'asservissements. Pour chaque système il y a une entrée DETECTin et une sortie VOIEout sur la face avant. La ref int permet de contrôler la consigne de puissance en interne et le potentiomètre «gain» permet de régler l'amplification du signal d'erreur. Sur la face arrière, un bouton permet de choisir si on veut travailler avec une référence interne ou externe. La consigne de la référence externe est envoyée en REFextIN à partir par exemple d'une carte de contrôle.

Le schéma détaillé des différents composants électronique est représenté figure 3.4.3. Ces systèmes ont une bande passante de 100 kHz.

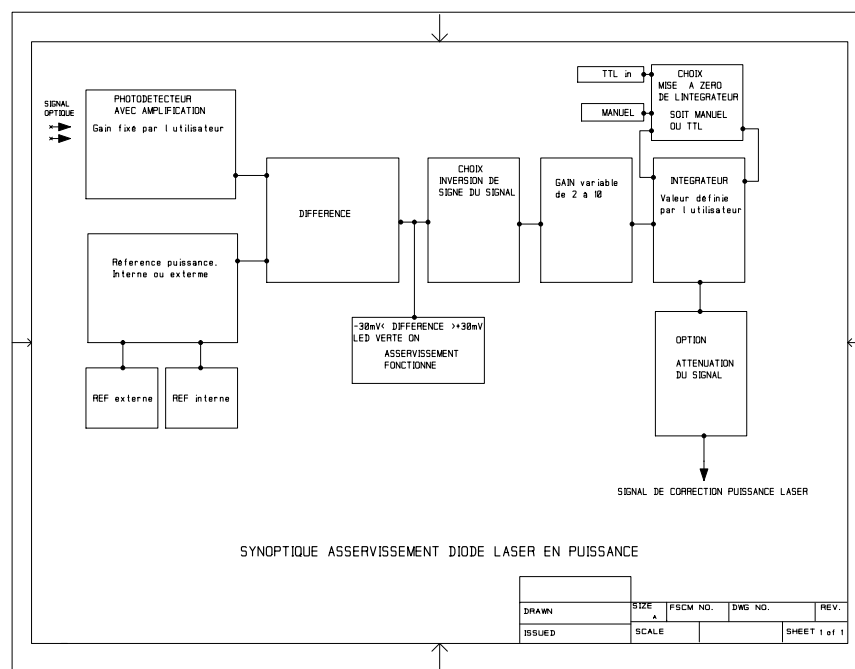


Figure 3.4.1: Synoptique expliquant le principe de fonctionnement du boîtier d'asservissement utilisé dans les lignes laser.



Figure 3.4.2: Photo des facades du boitiers d'asservissement. Dans la face avant on peut voir DETECTin qui correspond au signal d'entrée issue de la photodiode et VOIE1 out qui correspond à la tension de correction envoyé au mixeur (qui agit sur la puissance RF envoyé vers l'AOM).

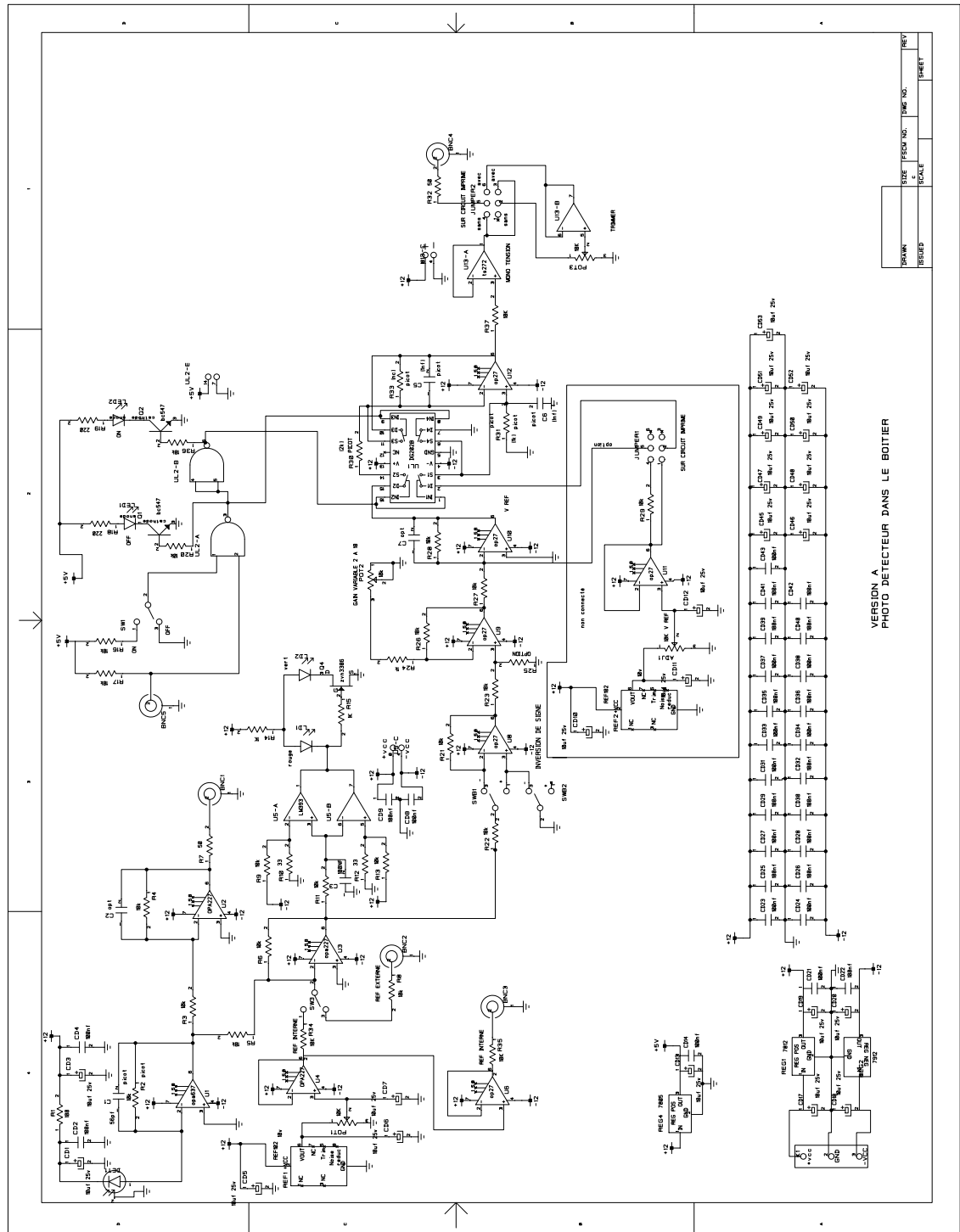


Figure 3.4.3: Schéma détaillé du système d'asservissement.

# Publication

## Return to the Origin as a Probe of Atomic Phase Coherence

Clément Hainaut,<sup>1</sup> Isam Manai,<sup>1</sup> Radu Chicireanu,<sup>1</sup> Jean-François Clément,<sup>1</sup> Samir Zemmouri,<sup>1</sup> Jean Claude Garreau,<sup>1</sup> Pascal Szriftgiser,<sup>1</sup> Gabriel Lemarié,<sup>2</sup> Nicolas Cherroret,<sup>3</sup> and Dominique Delande<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Université de Lille, CNRS, UMR 8523—PhLAM—Laboratoire de Physique des Lasers Atomes et Molécules, F-59000 Lille, France \*

<sup>2</sup>Laboratoire de Physique Théorique, UMR 5152, CNRS and Université de Toulouse, F-31062 Toulouse, France

<sup>3</sup>Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-Sorbonne Universités, CNRS, ENS-PSL Research University, Collège de France, 4 Place Jussieu, 75005 Paris, France

(Received 13 June 2016; revised manuscript received 10 January 2017; published 5 May 2017)

We report on the observation of the coherent enhancement of the return probability [“enhanced return to the origin” (ERO)] in a periodically kicked cold-atom gas. By submitting an atomic wave packet to a pulsed, periodically shifted, laser standing wave, we induce an oscillation of ERO in time that is explained in terms of a periodic, reversible dephasing in the weak-localization interference sequences responsible for ERO. Monitoring the temporal decay of ERO, we exploit its quantum-coherent nature to quantify the decoherence rate of the atomic system.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.184101

The transport of waves in disordered or chaotic systems is strongly affected by interference, with striking signatures for both quantum and classical waves: coherent backscattering, universal conductance fluctuations [1], Anderson localization [2], and its many-body counterpart [3]. Intuitively, one expects multiple scattering by disorder to lead to a pseudorandom walk, i.e., a diffusive behavior at long time. For waves, however, even at moderate disorder strengths manifestations of localization already show up. A well-known example is weak localization. In time-reversal-invariant systems, two paths counterpropagating on a closed loop have the same amplitude and phase; they interfere constructively, doubling the probability of returning to the starting point.

In practice, weak localization takes the form of different physical phenomena, depending on the type of experiment performed. For example, in mesoscopic systems it features a global reduction of the electronic diffusion coefficient. In classical wave systems, weak localization is usually evidenced by the coherent backscattering effect, which corresponds to a narrow peak in the far field of a disordered medium from which a plane wave is reflected [4–7]. A third consequence is the enhancement of the probability for a quantum particle to return to its release point after a scattering sequence [“enhanced return to the origin” (ERO)]. This effect manifests itself in the direct (disordered) space as a narrow peak visible at the center of the density profile of the wave packet. ERO has been observed with classical waves, for instance in the near-field intensity profile of seismic waves propagating in the crust [8] or of acoustic waves in chaotic cavities [9,10], but never with matter waves. Whatever its manifestations, weak localization crucially relies on time-reversal symmetry and phase coherence, and as such it has been exploited in many contexts to probe decoherence or magnetic field

effects, especially in mesoscopic physics where it constitutes an invaluable asset to access the electronic coherence time [11–13].

Recent cold atom experiments [14] offer a high level of control on crucial ingredients like statistical properties of disorder, dimensionality, interactions, and coupling to the environment. This has led to clean observations of Anderson localization [15–17], coherent backscattering [18], and many-body localization [19]. On the other hand, the atomic quantum kicked rotor (QKR) [20] has played a key role in the observation of dynamical localization, a suppression of the classical chaotic diffusion in momentum space [21,22], analogous to Anderson localization [23]. By adding modulation frequencies [24,25], “quantum simulations” [26] of multidimensional Anderson models have been realized in 2D [27] and 3D [28–32], where the metal-insulator transition has been completely characterized.

In this Letter, we use the *full control* of the scattering events (here the kicks) that occur during the propagation of the atomic kicked rotor—in contrast with usual disordered media where scattering events occur randomly in time—to periodically trigger or extinguish the interference at the origin of ERO. The observation of ERO is achieved through oscillations of the return probability. It thus constitutes a sensitive probe of the “building blocks” of the interference processes leading to localization. By following in time the destruction of ERO, we measure the decoherence of the system. Decoherence is a fundamental process bridging quantum physics at the microscopic scale with classical physics at the macroscopic scale [33,34].

In our experiment, a cloud of laser-cooled cesium atoms is exposed to a pulsed, far-detuned ( $\Delta = -12$  GHz, one-beam intensity  $I = 330$  mW) standing wave (SW) at the  $D_2$  line wavelength  $\lambda_L = 852$  nm. A key feature is the use of a modified version of the QKR [35], in which the SW is



spatially shifted every second kick by an amount  $a$ . We call such a system a “periodically shifted QKR” (PSQKR), and it is described by the Hamiltonian

$$H = \frac{p^2}{2} + K \sum_n [\cos x \delta(t - 2n) + \cos(x + a) \delta(t - 2n + 1)], \quad (1)$$

where time is measured in units of the SW pulse period  $T_1 = 14.4 \mu\text{s}$ , space in units of  $(2k_L)^{-1}$  with  $k_L = 2\pi/\lambda_L$  the laser wave number, and momentum in units of  $M/2k_L T_1$  so that  $[x, p] = i \times 4\hbar k_L^2 T_1/M = i\tilde{k}$ , defining the reduced Planck constant,  $\tilde{k} = 1.5$  in the present experiment. The kicks have a finite duration  $\tau = 350 \text{ ns} \ll T_1$ , and can thus be considered as delta functions [36]. For  $K \propto I/|\Delta| = 12$  the lattice amplitude is  $\sim 770E_R$ , where  $E_R = \hbar^2 k_L^2/2M$  is the so-called recoil energy. For  $a = 0$ , Eq. (1) reduces to the Hamiltonian of the usual QKR [21,37].

The main sources of decoherence are spontaneous emission and laser phase fluctuations. The spontaneous emission rate,  $\propto I/\Delta^2$ , can be reduced by increasing the laser-atom detuning  $|\Delta|$ , simultaneously increasing the beam intensity  $I$  or the pulse duration  $\tau$  to maintain the same lattice amplitude. Laser phase fluctuations are reduced by making paths to the interaction region equal. The residual decoherence rate is equivalent to one spontaneous photon per 42 kicks for  $K = 12$ . Collisions with either cold atoms or the hot background gas are expected to be negligible, of the order of one collision per  $\sim 10^5$  kicks, for a cold atom density  $\sim 10^{10}$  atoms/cm<sup>3</sup> and cross section  $\sim 6 \times 10^{-11}$  cm<sup>2</sup>.

For the kicked rotor, diffusion and localization take place in momentum space; hence, ERO manifests itself as a narrow peak around the initial momentum  $p \approx 0$  in the momentum density. Its observation requires a very good momentum resolution. The experimental ERO signal is convoluted with the initial momentum distribution, which reduces the enhancement factor well below the expected value of 2, see the Supplemental Material [38]. In order to reduce the FWHM of the momentum distribution down to  $\sim 1.7 \times 2\hbar k_L$ , we load Cs atoms in a standard magneto-optical trap, and cool them to a temperature of 2  $\mu\text{K}$  by an optimized molasses phase. We then apply a pulsed optical SW, formed by two independent laser beams [27]. The SW is spatially shifted by changing the phase of one beam with respect to the other; doing so each other kick realizes the PSQKR described by Eq. (1). As this Hamiltonian is of period 2, the ERO peak is present only each second kick, making its observation easier (see Fig. 1).

The atomic momentum distribution  $\Pi(p, t)$  is detected by a time-of-flight technique (duration 175 ms) at the end of the kick sequence. At even kicks we clearly observe an enhancement of  $\Pi(p)$  in the vicinity of  $p = 0$ , see the red curve in Fig. 1(a). In contrast, at odd kicks (blue curve), no

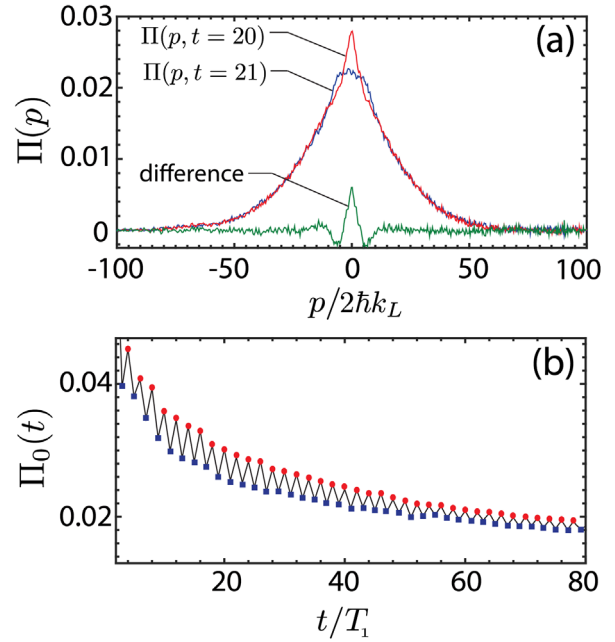


FIG. 1. Experimental observation of enhanced return to the origin. (a) Momentum distribution  $\Pi(p, t)$  at an even ( $t = 20$ , red) and an odd ( $t = 21$ , blue) kick. The distribution around  $p = 0$  at  $t = 20$  is enhanced with respect to the distribution at  $t = 21$ , as evidenced by the difference signal. (b) The zero-momentum population  $\Pi_0$  vs  $t$  shows a clear oscillation between even kicks (red circles) and odd kicks (blue squares). The contrast attenuation is due to decoherence.  $K = 12$ ,  $\tilde{k} = 1.5$ ,  $a = 0.04$ .

enhancement is visible. Figure 1(b) shows the oscillation of  $\Pi_0(t) \equiv \Pi(p = 0, t)$  up to  $t \sim 80$ .

In order to understand the oscillation, consider the PSQKR evolution operator over one time period (corresponding to two kicks). For symmetry reasons, we consider the evolution operator  $U$  from time  $2n - 1/2$  to  $2n + 3/2$ . This evolution operator can then be split in a “shifted” (odd kick) operator  $U_a$  and a “nonshifted” (even kick) evolution operator  $U_0$ :  $U = U_a U_0$  with

$$U_s = \exp\left(-\frac{i\hat{p}^2}{4\tilde{k}}\right) \exp[-i\kappa \cos(\hat{x} + s)] \exp\left(-\frac{i\hat{p}^2}{4\tilde{k}}\right), \quad (2)$$

where  $s = 0$ ,  $a$  and  $\kappa \equiv K/\tilde{k}$ . A key point for ERO is the existence of constructive interference between time-reversed paths. In the usual QKR, this is due to the invariance of the evolution operator over one kick—which coincides with  $U_0$ —under the generalized time-reversal symmetry operator  $\mathcal{T} = TP$ , the product of the time-reversal antiunitary operator  $T$ :  $t \rightarrow -t$  with the unitary parity operator  $P$ :  $x \rightarrow -x$ , such that  $\mathcal{T}$ :  $t \rightarrow -t$ ;  $x \rightarrow -x$ ;  $p \rightarrow p$  preserves momentum. For the PSQKR,  $\mathcal{T} = TP$  is not a symmetry operation, because the shift  $a$  in  $U_a$  is not parity invariant. However, the product  $\mathcal{T}_a = TP_{a/2}$  of the time-reversal operator by the parity operator with respect to

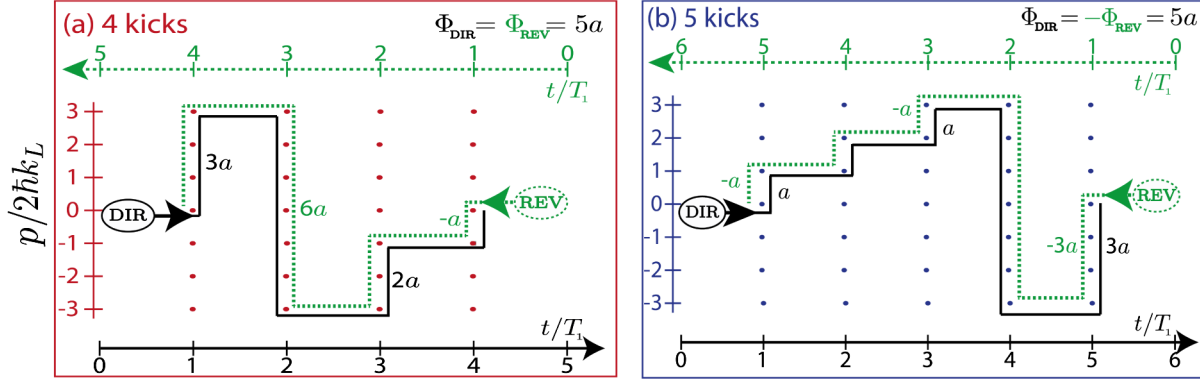


FIG. 2. Paths in momentum space at the origin of ERO. A path is formed of free evolution between kicks (horizontal segments) and momentum changes at kicks (vertical segments). Momentum changes at odd kicks are associated with an  $a$ -dependent phase, see Eq. (3). The green-dotted REV (reversed) paths are the time reversal of the black-solid DIR (direct) ones and should be read from right to left (green time scale on the top). (a) For four kicks, the accumulated phases for DIR and REV paths are identical:  $\Phi_{\text{DIR}} = \Phi_{\text{REV}} = 3a + 2a = 2a + 3a = 5a$ , allowing constructive interference leading to the ERO peak. (b) For five kicks, the accumulated phases for DIR and REV paths are reversed,  $\Phi_{\text{DIR}} = a + a + 3a = 5a$ ,  $\Phi_{\text{REV}} = -3a - a - a = -5a$ , and the ERO peak is suppressed.

$a/2$ ,  $P_{a/2}$ :  $x \rightarrow a - x$  exchanges  $U_0$  and  $U_a$ :  $\mathcal{T}_a U_{0,a} \mathcal{T}_a = U_{a,0}$ . Thus, for even numbers of kicks, the symmetry is preserved:  $\mathcal{T}_a (U_a U_0)^n \mathcal{T}_a = (U_a U_0)^n$ , but, for odd numbers of kicks, an orphaned  $U_0$  or  $U_a$  operator remains, breaking the symmetry. Hence, for an even number of kicks, multiple scattering paths, which are images of each other by  $\mathcal{T}_a$ , will accumulate the same phase, leading to a constructive interference.

We illustrate this with an example. For periodic boundary conditions [39] along  $x$ , we can use the eigenbasis of the  $\hat{p}$  operator, labeled by an integer  $n$  such that  $\hat{p}|n\rangle = n\hat{k}|n\rangle$ . The free propagation operator is diagonal in this basis, while the kick operator is

$$\exp[-ik \cos(\hat{x} + a)] = \sum_m (-i)^m J_m(k) e^{ima} |n+m\rangle \langle n|, \quad (3)$$

where  $J_m(x)$  is the Bessel function of the first kind. For odd kicks ( $a \neq 0$ ) the side band components  $|n+m\rangle$  get a phase  $ma$ , where  $m$  is the change in momentum. In Fig. 2(a) we represent by a solid line a “momentum path” (labeled DIR) involving four kicks, to which we match the associated time-reversed path REV (dashed line). Such a sequence of counterpropagating paths is responsible for ERO [40]. Both the DIR and the REV paths accumulate the same phase (here  $\Phi_1 = \Phi_2 = 5a$ ). The phase difference  $\Phi_1 - \Phi_2$  vanishes, making ERO visible. In contrast, for a five-kick path and its time-reversed image, Fig. 2(b), a residual dephasing ( $\Phi_1 - \Phi_2 = 10a$ ) remains, suppressing ERO.

The periodic manifestation of ERO can also be understood from a diagrammatic technique [41]. Assuming that transport is supported by diffusion, we find (see the Supplemental Material [42])

$$\Pi_0(t) \approx \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \left[ 1 + e^{-\Gamma t} \times \begin{cases} 1, & \text{if } t \text{ even,} \\ e^{-a^2 Dt}, & \text{if } t \text{ odd} \end{cases} \right], \quad (4)$$

where  $D$  is the diffusion coefficient and  $\Gamma$  the decoherence rate of the system. The second term in the square brackets is the contribution of ERO. In agreement with the experimental observation, at finite  $a$  this contribution is strongly suppressed at odd kicks. While Eq. (4) predicts an enhancement factor of 2 between even and odd kicks for sufficiently large  $a$ , the experimentally observed factor is significantly lower, essentially due to the convolution with the initial momentum profile (see the Supplemental Material [38]). Note also that the  $t^{-1/2}$  dependance of the ERO signal is expected to be valid only in the initial diffusion stage, whereas the decay at long times is essentially dominated by exponential terms in Eq. (4).

To demonstrate that the experimental ERO signal is due to quantum interference we added a controlled amount of decoherence to the system. We define the quantity  $\Delta_t = (-1)^t [\Pi_0(t = n) - \Pi_0(t = n - 1)]$ , the difference of the zero-momentum population between two successive kicks. Shining on the atoms a resonant laser (“decoherer”) beam at  $t = 21^+$  (just after the 21st kick) produces spontaneous emission-induced decoherence. The decoherer is applied during  $20 \mu\text{s}$  (up to  $t = 23$ ) and its intensity is adjusted to produce an average number  $N_{\text{sp}}$  of spontaneous emission events per atom, calibrated by shining the decoherer beam on the magneto-optical trap cloud and measuring the radiation pressure force it exerts. The effect of the decoherer beam on the ERO signal is shown in Fig. 3: the oscillation of  $\Pi_0$  is rapidly quenched after kick 21, evidencing the coherent nature of the ERO. In order to avoid transient behaviors immediately after the application of the decoherer pulse, we consider kick  $t = 28$ . The inset

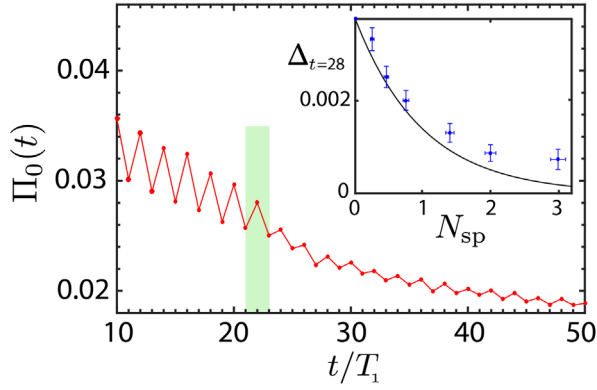


FIG. 3. Zero-momentum probability density  $\Pi_0$  vs  $t$ . A decoherer beam is applied between the 21st and 23rd pulses (green-shadowed region), quenching the oscillations;  $K = 12$ ,  $\tilde{k} = 1.5$ , and  $a = 0.04$ . The decoherer beam induces an average of  $N_{\text{sp}} = 2$  spontaneous emission events per atom. The inset shows the reduction in the difference signal  $\Delta_t$  as a function of  $N_{\text{sp}}$ ; the black line is the expected exponential decay  $\exp(-N_{\text{sp}})$  (it is not a fit).

of Fig. 3 shows that  $\Delta_{t=28}$  decays exponentially with  $N_{\text{sp}}$ . A small oscillation associated with the ERO persists after the quench at  $t = 21$ , due to the fact that even if the probability of making no spontaneous emission in the presence of the decoherer  $[\propto \exp(-N_{\text{sp}})]$  vanishes at large  $N_{\text{sp}}$ , there is a small probability for the spontaneous photon to be emitted in a direction very close to the laser axis, like stimulated photons. In these rare cases, the phase coherence is not completely destroyed and ERO survives, generating the residual oscillations after the quench and the deviation in the inset of Fig. 3.

The ERO signal can also be used to measure the amount of decoherence present in the system. We observe an exponential decay of  $\Delta_t$  vs  $t$  in the inset of Fig. 4, from which one can determine the “bare” decoherence rate  $\Gamma_0$ :  $\Gamma_0 = 0.024$  for  $K = 12$  and  $\Gamma_0 = 0.014$  for  $K = 9$ . Which physical mechanisms induce this decoherence is presently unknown [43]. We can nevertheless test the reliability of the method by applying the decoherer beam during the whole experimental sequence, thus introducing a controlled amount of spontaneous emission. The beam intensity is chosen to produce a decoherence rate  $\Gamma_{\text{ext}}$ . From the decay of  $\Delta_t$  vs  $t$ , we determine the total decoherence rate  $\Gamma$ , and we expect that  $\Gamma = \Gamma_{\text{ext}} + \Gamma_0$ . The straight line of slope 1 in Fig. 4 (not a fit) proves that this is indeed the case. We have thus a reliable measurement of decoherence rates, very much like magnetoconductance is used to measure the electronic phase coherence length in solids [11–13].

In conclusion, we have observed the phenomenon of enhanced return to the origin with atomic matter waves, a signature of weak localization in time-reversal invariant systems. By controlling the phase of the scattering events induced by the standing wave kicks, we have induced a periodic oscillation of ERO, allowing for a clear

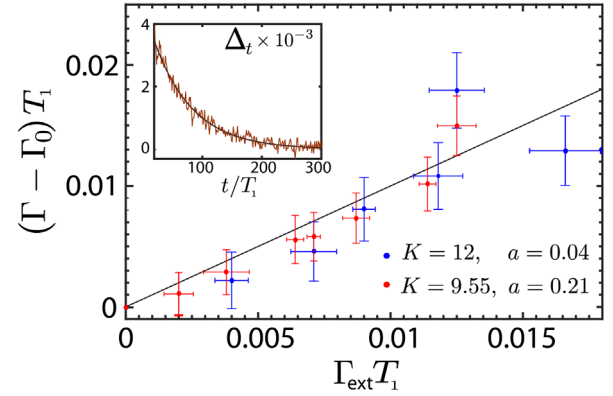


FIG. 4. Probing decoherence with ERO. Inset: the decay of the difference signal  $\Delta_t$  vs  $t$  is fitted by an exponential (black line) from which the decoherence rate  $\Gamma$  is extracted. In the absence of externally applied decoherence, this gives the bare decoherence rate  $\Gamma_0$ . This procedure is repeated in the presence of the decoherer beam for several values of the imposed decoherence rate  $\Gamma_{\text{ext}}$ . The fact that the excess rate  $\Gamma - \Gamma_0$  measured using the decay of the ERO signal agrees perfectly with the externally added rate  $\Gamma_{\text{ext}}$  shows that ERO is a faithful measure of decoherence.

observation of its contrast. A crucial ingredient is the kicked rotor’s unique ability to control the even or odd number of scattering events, in contrast with ordinary disordered systems where only the average number of events is controlled. Finally, by introducing a controlled amount of decoherence, we proved its quantum nature. This opens promising perspectives for the use of coherent phenomena to probe sources of decoherence in atomic systems, as well as other sources of dephasing such as interactions [44]. Phase control of scattering events may also constitute an alternative approach to artificial gauge fields [45] to induce effective magnetic field effects in cold atom systems.

The authors are grateful to C. Tian for fruitful discussions. This work is supported by Agence Nationale de la Recherche (Grants LAKRIDI No. ANR-11-BS04-0003-02 and K-BEC No. ANR-13-BS04-0001-01), the Labex CEMPI (Grant No. ANR-11-LABX-0007-01), as well as by the Ministry of Higher Education and Research, Hauts de France council and European Regional Development Fund (ERDF) through the Contrat de Projets Etat-Region (CPER Photonics for Society, P4S). This work was granted access to the HPC resources of TGCC under the allocation 2016-057083 made by GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif).

\*[www.phlam.univ-lille1.fr/atfr/cq](http://www.phlam.univ-lille1.fr/atfr/cq)

[1] E. Akkermans and G. Montambaux, *Mesoscopic Physics of Electrons and Photons* (Cambridge University Press, Cambridge, England, 2011).

- [2] E. Abrahams, *50 Years of Anderson Localization*, edited by Elihu Abrahams (World Scientific Publishing, Singapore, 2010).
- [3] D. M. Basko, I. L. Aleiner, and B. L. Altshuler, Metal–insulator transition in a weakly interacting many-electron system with localized single-particle states, *Ann. Phys. (Berlin)* **321**, 1126 (2006).
- [4] P.-E. Wolf and G. Maret, Weak Localization and Coherent Backscattering of Photons in Disordered Media, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2696 (1985).
- [5] M. P. VanAlbada and A. Lagendijk, Observation of Weak Localization of Light in a Random Medium, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2692 (1985).
- [6] G. Labeyrie, F. deTomasi, J. C. Bernard, C. A. Müller, C. Miniatura, and R. Kaiser, Coherent Backscattering of Light by Cold Atoms, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5266 (1999).
- [7] G. Labeyrie, D. Delande, R. Kaiser, and C. Miniatura, Light Transport in Cold Atoms and Thermal Decoherence, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 013004 (2006).
- [8] E. Larose, L. Margerin, B. A. van Tiggelen, and M. Campillo, Weak Localization of Seismic Waves, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 048501 (2004).
- [9] J. de Rosny, A. Tourin, and M. Fink, Coherent Backscattering of an Elastic Wave in a Chaotic Cavity, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1693 (2000).
- [10] R. L. Weaver and O. I. Lobkis, Enhanced Backscattering and Modal Echo of Reverberant Elastic Waves, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4942 (2000).
- [11] G. Bergmann, Influence of Spin-Orbit Coupling on Weak Localization, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1046 (1982).
- [12] Y. Niimi, Y. Baines, T. Capron, D. Maily, F.-Y. Lo, A. D. Wieck, T. Meunier, L. Saminadayar, and C. Bäuerle, Effect of Disorder on the Quantum Coherence in Mesoscopic Wires, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 226801 (2009).
- [13] T. Capron, C. Texier, G. Montambaux, D. Maily, A. D. Wieck, and L. Saminadayar, Ergodic versus diffusive decoherence in mesoscopic devices, *Phys. Rev. B* **87**, 041307 (2013).
- [14] L. Sanchez-Palencia and M. Lewenstein, Disordered quantum gases under control, *Nat. Phys.* **6**, 87 (2010).
- [15] J. Billy, V. Josse, Z. Zuo, A. Bernard, B. Hambrecht, P. Lugan, D. Clément, L. Sanchez-Palencia, P. Bouyer, and A. Aspect, Direct observation of Anderson localization of matter-waves in a controlled disorder, *Nature (London)* **453**, 891 (2008).
- [16] G. Roati, C. d’Errico, L. Fallani, M. Fattori, C. Fort, M. Zaccanti, G. Modugno, M. Modugno, and M. Inguscio, Anderson localization of a non-interacting Bose-Einstein condensate, *Nature (London)* **453**, 895 (2008).
- [17] S. S. Kondov, W. R. McGehee, J. J. Zirbel, and B. DeMarco, Three-Dimensional Anderson Localization of Ultracold Matter, *Science* **334**, 66 (2011).
- [18] F. Jendrzejewski, K. Müller, J. Richard, A. Date, T. Plisson, P. Bouyer, A. Aspect, and V. Josse, Coherent Backscattering of Ultracold Atoms, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 195302 (2012).
- [19] M. Schreiber, S. S. Hodgman, P. Bordia, H. P. Lüschen, M. H. Fischer, R. Vosk, E. Altman, U. Schneider, and I. Bloch, Observation of many-body localization of interacting fermions in a quasirandom optical lattice, *Science* **349**, 842 (2015).
- [20] F. M. Izrailev, Simple models of quantum chaos: spectrum and eigenfunctions, *Phys. Rep.* **196**, 299 (1990).
- [21] G. Casati, B. V. Chirikov, J. Ford, and F. M. Izrailev, Stochastic behavior of a quantum pendulum under periodic perturbation, in *Stochastic Behavior in Classical and Quantum Systems*, Vol. 93, edited by G. Casati and J. Ford (Springer-Verlag, Berlin, 1979), pp. 334–352.
- [22] F. L. Moore, J. C. Robinson, C. F. Bharucha, B. Sundaram, and M. G. Raizen, Atom Optics Realization of the Quantum  $\delta$ -Kicked Rotor, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4598 (1995).
- [23] S. Fishman, D. R. Grempel, and R. E. Prange, Chaos, Quantum Recurrences, and Anderson Localization, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 509 (1982).
- [24] D. L. Shepelyansky, Localization of diffusive excitation in multi-level systems, *Physica D (Amsterdam)* **28D**, 103 (1987).
- [25] G. Casati, I. Guarneri, and D. L. Shepelyansky, Anderson Transition in a One-Dimensional System with Three Incommensurate Frequencies, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 345 (1989).
- [26] I. M. Georgescu, S. Ashhab, and F. Nori, Quantum simulation, *Rev. Mod. Phys.* **86**, 153 (2014).
- [27] I. Manai, J.-F. Clément, R. Chicireanu, C. Hainaut, J. C. Garreau, P. Szriftgiser, and D. Delande, Experimental Observation of Two-Dimensional Anderson Localization with the Atomic Kicked Rotor, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 240603 (2015).
- [28] J. Chabé, G. Lemarié, B. Grémaud, D. Delande, P. Szriftgiser, and J. C. Garreau, Experimental Observation of the Anderson Metal-Insulator Transition with Atomic Matter Waves, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 255702 (2008).
- [29] G. Lemarié, H. Lignier, D. Delande, P. Szriftgiser, and J. C. Garreau, Critical State of the Anderson Transition: Between a Metal and an Insulator, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 090601 (2010).
- [30] M. Lopez, J.-F. Clément, P. Szriftgiser, J. C. Garreau, and D. Delande, Experimental Test of Universality of the Anderson Transition, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 095701 (2012).
- [31] M. Lopez, J.-F. Clément, G. Lemarié, D. Delande, P. Szriftgiser, and J. C. Garreau, Phase diagram of the anisotropic Anderson transition with the atomic kicked rotor: theory and experiment, *New J. Phys.* **15**, 065013 (2013).
- [32] G. Lemarié, J. Chabé, P. Szriftgiser, J. C. Garreau, B. Grémaud, and D. Delande, Observation of the Anderson metal-insulator transition with atomic matter waves: Theory and experiment, *Phys. Rev. A* **80**, 043626 (2009).
- [33] W. H. Zurek, Decoherence, einselection, and the quantum origins of the classical, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 715 (2003).
- [34] S. Haroche “Nobel Lecture: Controlling photons in a box and exploring the quantum to classical boundary, *Rev. Mod. Phys.* **85**, 1083 (2013).
- [35] C. Tian, A. Kamenev, and A. Larkin, Ehrenfest time in the weak dynamical localization, *Phys. Rev. B* **72**, 045108 (2005).
- [36] If the atom velocity  $v$  is such that  $v\tau \ll \lambda_L/2$  (characteristic scale of the potential), the atom motion during a kick can be neglected. For our experimental parameters, this gives  $v = 1.2$  m/s, to be compared to a median velocity  $\sim 0.14$  m/s in Fig. 1. In these conditions the atom-radiation interaction is in the so-called Raman-Nath regime.
- [37] B. V. Chirikov, A universal instability of many-dimensional oscillator systems, *Phys. Rep.* **52**, 263 (1979).

- [38] See Supplemental Material at <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevLett.118.184101> for details on the effect of the width of the initial distribution on the ERO peak.
- [39] In the experiment, the system is extended along  $x$  and invariant by a  $2\pi$  spatial translation. The Bloch theorem applies and any initial state can be written as a linear combination of different quasimomenta  $\beta k$  in the first Brillouin zone  $-1/2 < \beta \leq 1/2$ . The  $\beta$  components evolve independently and  $\beta$  is preserved by the  $\mathcal{T}$  symmetry, so that all  $\beta$  components display the ERO phenomenon. The only change is the replacement  $n \rightarrow n + \beta$  in the phase accumulated during free propagation, which affects similarly the pair of conjugate paths.
- [40] V. N. Prigodin, B. L. Altshuler, K. B. Efetov, and S. Iida, Mesoscopic Dynamical Echo in Quantum Dots, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 546 (1994).
- [41] A. Altland, Diagrammatic Approach to Anderson Localization in the Quantum Kicked Rotator, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 69 (1993).
- [42] See Supplemental Material at <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevLett.118.184101> for details on the effect of decoherence on the ERO peak.
- [43] See Ref. [32] for a more complete discussion of the decoherence sources in our setup.
- [44] M. Hartung, T. Wellens, C. A. Müller, K. Richter, and P. Schlagheck, Coherent Backscattering of Bose-Einstein Condensates in Two-Dimensional Disorder Potentials, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 020603 (2008).
- [45] J. Dalibard, F. Gerbier, G. Juzeliūnas, and P. Öhberg, Artificial gauge potentials for neutral atoms, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1523 (2011).

# **Article soumis**

# Acetylene-based frequency stabilization of a laser system for potassium laser cooling.

Charbel Cherfan<sup>1</sup>, Isam Manai<sup>1</sup>, Samir Zemmouri<sup>1</sup>, Jean-Claude Garreau<sup>1</sup>,  
Jean-François Clément<sup>1</sup>, Pascal Szriftgiser<sup>1</sup>, and Radu Chicireanu<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Université de Lille, CNRS, UMR 8523 – PhLAM – Laboratoire de Physique des Lasers Atomes et Molécules, F-59000 Lille, France*

September 26, 2019

## Abstract

We demonstrate a laser frequency stabilization technique for laser cooling of Potassium atoms, based on saturated absorption spectroscopy in the C-Band optical telecommunication window, using ro-vibrational transitions of the acetylene molecule ( $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ ). We identified and characterized several molecular lines, which allow to address each of the potassium D2 (767 nm) and D1 (770 nm) cooling transitions, thanks to a high-power second harmonic generation (SHG) stage. We successfully used this laser system to cool the  $^{41}\text{K}$  isotope of potassium in a 2D-3D Magneto-Optical Traps setup.

## 1 Introduction

For laser cooling and trapping experiments, frequency stabilization of the laser system must be ensured, with a stability typically less than the natural linewidth of the transition (a few MHz for alkali atoms). In most cases, this is achieved via sub-Doppler saturated absorption spectroscopy, usually employing the same atomic transition used for laser cooling [1, 2]. Semiconductor laser diodes in external cavities [3, 4], eventually further amplified with slave diodes or semiconductor

tapered amplifiers [5, 6, 7], are the most common laser sources for laser cooling alkali atoms. Even though those laser setups have been widely implemented over the last three decades in cold atoms experiments, several drawbacks still remain: limited lifetime of tapered amplifiers or poor quality of spatial mode. This last feature implies significant losses of optical power which is crucial for standard experiments of ultracold and quantum degenerate gases. In some cases, powerful lasers are either too costly (as is the case with Ti:Sapphire lasers) or unavailable at the desired wavelengths, and frequency conversion (i.e. second harmonic generation or frequency summation) is necessary [7, 8]. This solution allows to take advantage of the optoelectronic devices developed for the telecommunications industry in the 1530-1565 nm band. Powerful fiber lasers/amplifiers are available and can be frequency-doubled to the near-infrared (NIR). For laser cooling experiments, two atomic alkali species are suitable for the use of telecom-domain fiber amplifiers: rubidium and potassium. Solutions relying on telecom technologies and second harmonic generation (SHG) have been successfully tested in the case of rubidium, starting from a laser source at 1560 nm [9, 10, 11].

For potassium, a similar technique is implemented in our setup using a diode laser in the telecom domain, followed by amplification and SHG in a periodically-poled lithium niobate (PPLN) crystal. This allows us to obtain a high laser power at the desired wavelength, close to the D2 cooling transitions at 766.701 nm [12]. On the other hand, ultracold atom laser systems usually require complex amplitude and frequency light modulation sequences [13]. To allow such arbitrary modulations, two SHG systems are usually developed: a powerful modulated one is dedicated to the atomic laser cooling, while a weaker, unmodulated one is devoted to the frequency locking only [8]. However, this solution is cumbersome and expensive. This is why we chose, in our system, to generate simultaneously the cooling and repumper frequencies using a single telecom amplifier. Thus, all cooling frequencies are readily present in a single laser beam, at the output of the SHG stage, eliminating subsequent power losses. Furthermore, the cooling and repumper detunings, as well as their respective power ratio can be varied dynamically at will during the different laser cooling phases \*. This feature, however, also makes locking onto Potassium saturated absorption, using the SHG output light, quite impractical.

To fully preserve the simplicity and flexibility of the laser system, we chose a different approach to the frequency stabilisation: using a telecom-based locking scheme. In our case, we chose to

---

\*The complete details of this amplification stage is out of the scope of this paper, and will be provided in a future work.



use ro-vibrational transitions of the acetylene molecule, which are close to twice the wavelength of the potassium D2 cooling transitions at 766.701 nm[12]. Thus, the frequency stabilisation can be completely decoupled from the power amplification and SHG stages. The performance of the system has been proven, by demonstrating the magneto-optical trap (MOT) of potassium atoms, in 2D+3D MOT system, creating favorable conditions for upcoming cooling stages, paving the way for efficient and reliable potassium Bose-Einstein condensation experiments. In addition, we also tested the same technique for the D1 transition at 770.108 nm, which has a particular interest for achieving sub-Doppler cooling of potassium, following the so-called ‘gray molasses’ technique [13].

## 2 Experimental setup and results

### 2.1 Acetylene transitions for potassium laser cooling

The frequency stabilization in our system is realized by using molecular transitions of the  $(\nu_1 + \nu_3)$  ro-vibrational band of the  $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$  molecule, the most naturally abundant (97.7599%) isotopologue of acetylene. This molecule contains approximately 50 strong absorption lines in the telecom spectral region, from 1510 nm to 1542 nm [14, 15], as shown in Figure 1. The lines form two distinct branches, P and R, and are indexed by an integer quantum number  $n$ . The typical frequency interval between consecutive lines ranges from  $\simeq 50$ , up to 90 GHz. In  $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ , the intensity of the odd lines is stronger, by typically a factor of three, than the even ones [15].

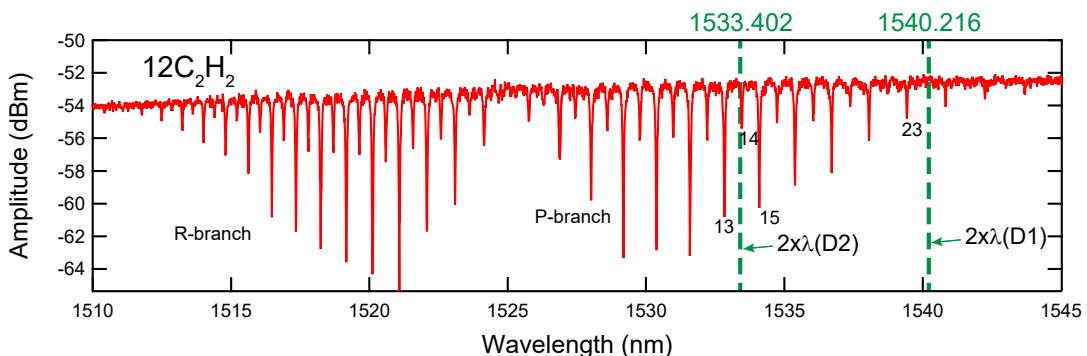


Figure 1: Spectrum of the Acetylene  $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$  in the region of  $\nu_1 + \nu_3$  band showing the P and R branches. This spectrum is measured experimentally by an Optical Spectrum Analyzer (OSA) containing an acetylene cell. The dashed lines (green) correspond to the double of wavelengths of the D1 and D2 transitions of the  $^{41}\text{K}$ .

To determine the transitions of interest for potassium laser cooling, the absorption spectrum of acetylene was recorded using an Optical Spectrum Analyzer (OSA Ando AQ6317B) which contains a reference acetylene cell. As we can see in the Figure 1, the double of the wavelengths of the potassium D lines (vertical dashed lines) are close to different transitions in the P branch. For the potassium D2 line (766.701 nm), the closest transition of interest in  $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$  is the P(14), (1533.461 nm), with a frequency difference  $f_{P(14)} - f_{D2}/2 \simeq -7.64$  GHz. However, the P(14)  $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$  line strength is smaller than that of the neighboring P(13) and P(15) lines. For this reason, the utilization of the P(15) line was decided prior to the construction of the setup. In this case, the frequency differences with respect to (half) the potassium D2 frequency are significantly larger:  $f_{P(13)} - f_{D2}/2 \simeq 72.78$  GHz and  $f_{P(15)} - f_{D2}/2 \simeq -88.91$  GHz. Nevertheless, frequency transfer to the potassium lines is still attainable with the use of higher-order harmonics of a fiber phase modulator, as we shall see in the following section. For the potassium D1 line, the closest acetylene transition is the P(24), but its strength is significantly lower, and we could not detect it experimentally (see Figure.1). In our case, we opted for the P(23) line (1539.43 nm), with a frequency difference  $f_{P(23)} - f_{D1}/2 \simeq 99.37$  GHz.

## 2.2 Experimental setup

The experimental setup is presented in Figure 2. It is composed of two main parts: the first part is used to stabilize the frequency of a ultra-narrow line (UNL) laser diode on a Doppler-free signal using a acetylene molecular transition in a low-pressure spectroscopy cell. The second part represents an offset phase-lock which is used to ‘bridge’ the gap between the acetylene and the potassium atomic cooling transition(s), before SHG. In this way, we obtain a simple and compact, mostly fiber-based setup – almost insensitive to vibrations and misalignments.

Our acetylene-based locking setup utilizes a commercial UNL laser diode (OE4023 model from OEwaves, using a whispering gallery mode resonator). The linewidth is  $< 1$  kHz, and it delivers 20 mW through a polarization-maintaining (PM) optical fiber. This diode is temperature-tunable over  $\sim 1$  nm, and has a fast current modulation (100 kHz bandwidth) input with a  $\sim 200$  MHz range. A fiber isolator, protecting the diode against back-reflections, is followed by a PM fiber coupler which brings 10% of the power towards the phase-lock setup. The 90% remaining optical power is further separated, via a second PM coupler, to generate the pump and probe beams for

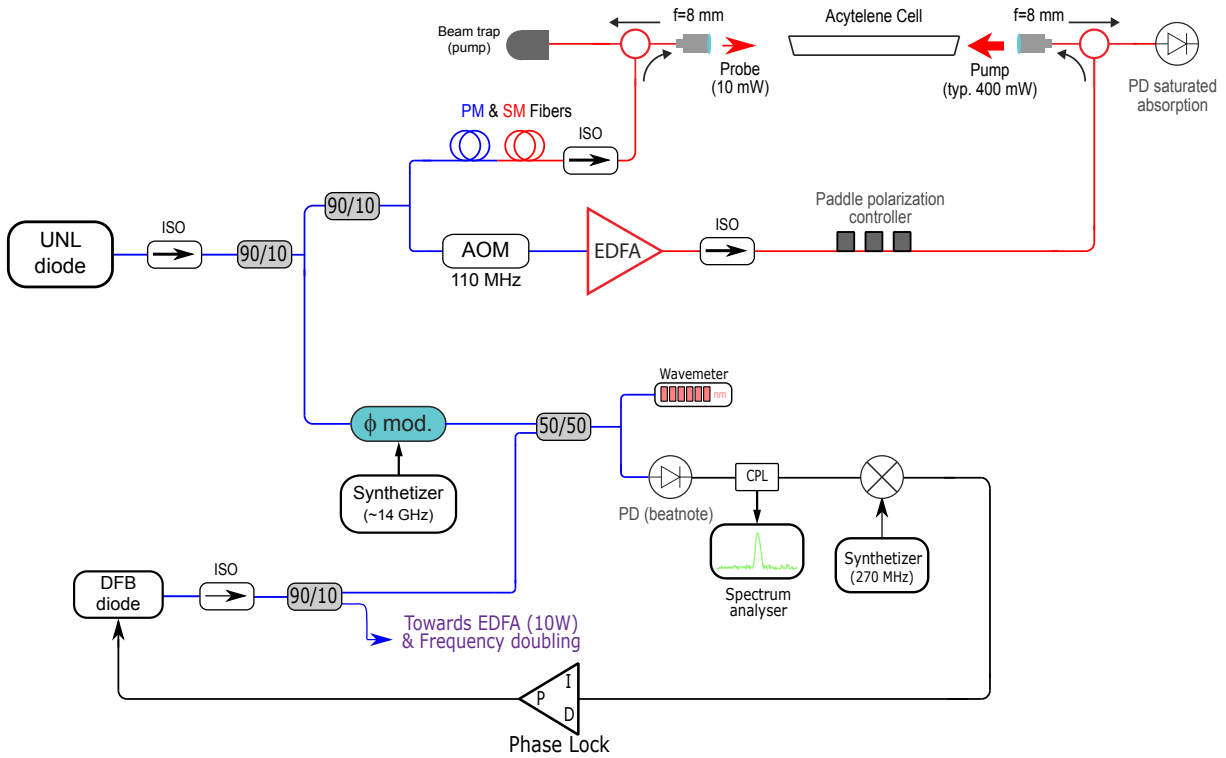


Figure 2: (Color online) Overview of the experimental setup. (AOM: Acousto-Optic Modulator; ISO: Fiber-Optic Isolator; SM (red): Single-Mode optical fiber; PM (blue): Polarization-Maintaining optical fiber; PD: Photo-diode; DFB: Distributed Feedback laser; EDFA: Erbium-Doped Fiber Amplifier).

saturated absorption. The probe beam (90% output, 10 mW) passes through an optical circulator and is directed into a low-pressure acetylene spectroscopy cell. The pump beam (10% output) passes through an Acousto-optic modulator (AOM) and is then amplified with a single-mode (SM) Erbium-Doped Fiber Amplifier (EDFA, IPG model EAD-500), generating a power up to 600 mW. Additional SM fiber isolators are placed to further reduce optical feedback, for both the pump and the probe beams.

In the spectroscopy setup, we utilize a 50-cm-long commercial acetylene cell (Precision Glass Blowing, Colorado, USA) with wedged AR coated windows. The acetylene pressure is 50 mTorr (manufacturer specification). Both the probe and the pump are collimated to  $1/e^2$  diameters of 1.6 mm, using  $f = 8.18$  mm aspheric lenses. They are sent in opposite directions through the cell, and then re-injected, with 90% efficiency, in the opposite optical fibers. Using fibered optical circulators, the probe beam is separated after the cell and directed to a low-noise photodiode

for detection, whereas the pump power is sent to a beam trap. The acetylene cell and the two collimating lenses represent the only free-space part of the setup, and are all ruggedly mounted on a rigid cage system; no optical realignment was found necessary, even after several months of operation.

We paid particular attention to avoid optical interferences on the spectroscopy detection scheme. The fiber-based part of the system has been therefore assembled by fusion splicing. However, residual internal reflections coming from the different fiber components have been found to alter the spectroscopy signal, on a level comparable to the absorption signal (i.e. with a contrast on the 1% level). Two main improvements were made in order to address this issue. First, we found that using SM fiber components, whenever possible, we were able to decrease the amount stray internal reflexions. Second, we used an AOM to shift the frequency of the pump with respect to the probe by  $f_{\text{AOM}} = 110$  MHz. The fringes coming from crosstalk between the probe and the high-power pump will thus ‘self-average’ on the detection photodiode, which allows us to directly observe the saturated absorption signal, in ‘single-shot’ measurements.

### 2.3 Acetylene saturated absorption spectroscopy and laser locking

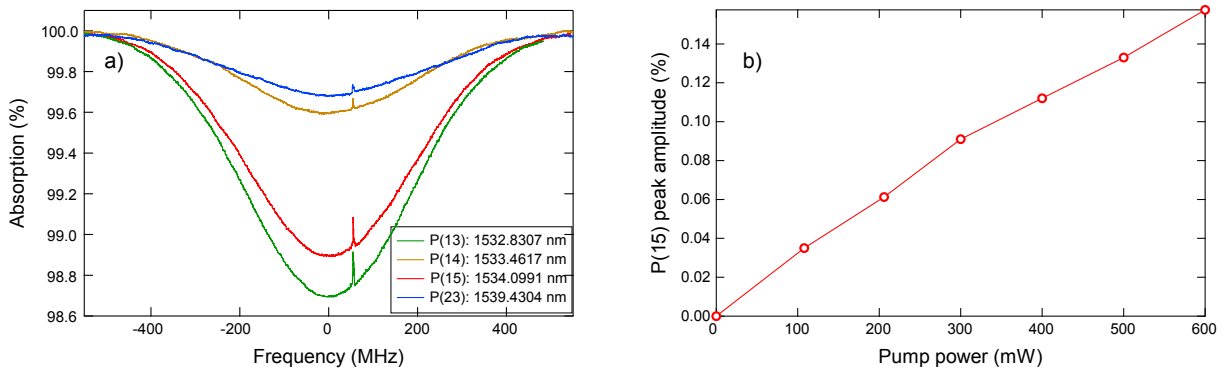


Figure 3: a) Normalized absorption spectra of four ro-vibrational transitions of the  $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$  molecule. We observe two strong Doppler lines, with  $\sim 1\%$  absorption ( $P(13)$  and  $P(15)$ ) and two weaker lines with  $\sim 0.3\%$  absorption ( $P(14)$  and  $P(23)$ ). In presence of the pump laser (400 mW power), the sub-Doppler saturated absorption peaks are observed at  $f_{\text{AOM}}/2 = 55$  MHz. b) Amplitude of the  $P(15)$  saturated absorption peak as a function of the power of the pump beam.

To characterize the spectroscopy setup, we temporarily replaced the UNL diode with a dis-

tributed feedback (DFB) laser, which provide a wider frequency scan range (via the laser current). This allowed us to observe different spectroscopic lines of interest for the potassium D2 line, shown in Figure 3.a). The Doppler-broadened P(15) line has a width of 440 GHz (FWHM) and an amplitude of 1.1%. In presence of the pump beam, we observe a saturated absorption peak. Due to the relative frequency difference between the pump and the probe beams, its position is shifted by  $f_{\text{AOM}}/2 = 55$  MHz with respect to the center of the Doppler profile. Figure 3.b) shows the amplitude of the saturated absorption peak as a function of the pump power. A typical power of 400 mW was chosen for regular operation, to preserve the lifetime of the pump amplifier, which yields a peak amplitude of 0.112%. Additional saturated absorption signals were observed, for the neighboring P(16) and P(17) lines. Using a different DFB laser, centered at 1540 nm, we also observed the P(23) line, with a corresponding 0.032% amplitude of the saturated absorption peak.

Figure 4 shows a zoom of the saturated absorption peaks of the P(15) line, obtained with the 1534 nm UNL laser. This peak is well fitted with a Lorentzian shape (plus a quadratic background to take into account the Doppler profile at the position of the saturated absorption peak), with a FWHM linewidth of 1.73 MHz. Using a 125 kHz frequency modulation of the pump beam, applied via the AOM, and a digital laser lock-in module (Toptica DigiLock 110) we generate the error signal for frequency locking of the UNL laser. This error signal is fed back to the current of the UNL laser, which allows us to lock it to the acetylene saturated absorption peak. From the RMS amplitude of the locked signal, we infer an upper bound of  $< 50$  kHz for the linewidth of the laser locked to the acetylene peak. Using the same setup with a different UNL laser at 1540 nm, we were also able to lock it to the P(23) line.

## 2.4 Frequency transfer to NIR

As discussed in the section 2, the frequency difference between the  $P(15)$  line and  $2 \times \lambda_{\text{D2}}$  transition of the  $^{41}\text{K}$  is  $\sim 88$  GHz. To bridge this gap, a phase modulator (Photline, model MPZ-LN-10) is implemented after the UNL laser which generate sidebands in the frequency spectrum, up to  $\sim 100$  GHz (blue peaks in the Figure 5 a)). Using an AC-coupled photodiode, we detect the low-frequency (270 MHz) beatnote between the DFB diode and the lower sixth harmonic of the UNL laser, created by the phase modulator. The photodiode output is demodulated with a RF synthesizer, which generates the phaselock error signal. This signal is sent to a high-bandwidth

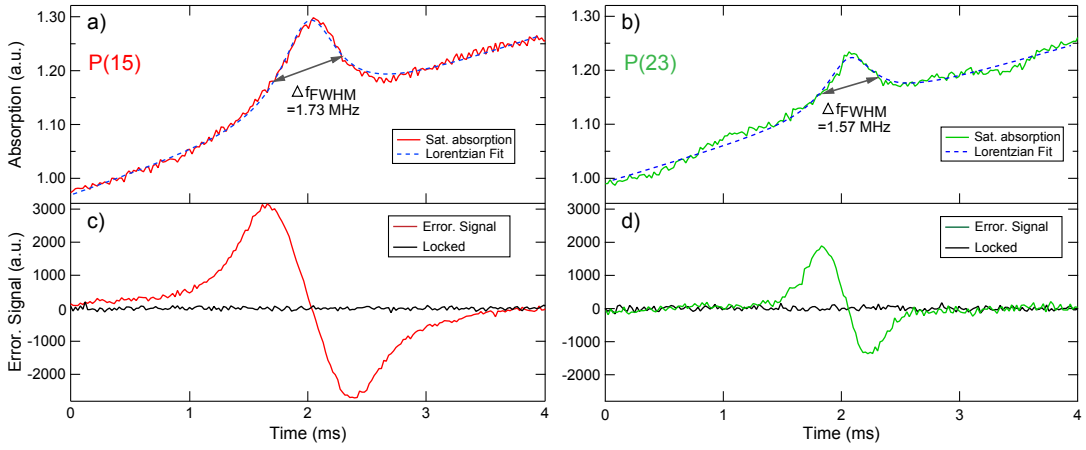


Figure 4: a) and b): Saturated absorption peaks of the  $P(15)$  and  $P(23)$  transitions, obtained by applying a linear scan to the UNL laser frequency (rate 3 MHz/ms). The profiles are well fitted by a Lorentzian line shape (dashed blue lines), and correspond to a FWHM of 1.73 MHz for the  $P(15)$  transition and 1.57 MHz in the case of the  $P(23)$  transition. A larger pump power of 600 mW was used for the weaker  $P(23)$  transition, compared to 400 mW in the case of the  $P(15)$  one. The saturated absorption peaks are used to generate the corresponding error signals, which are shown in c) and d). These signals are used to feed the PID filters, that generate the correction signal sent to the DFB diode laser. In black, we show the error signals of the laser, when locked to the corresponding acetylene peaks.

commercial PID module (Toptica FALC 110), whose output is summed, via a fast bias-T circuit, to the DFB diode current, which phase-locks it to the acetylene-stabilized UNL laser.

After frequency-doubling the DFB laser, we used a separate saturated absorption potassium vapor cell to observe the potassium atomic transitions. This is done by scanning the current of the UNL laser when the two diodes are phase-locked. The offset between acetylene and different potassium transitions can thus be calibrated, by changing the frequency of the phase modulator. Figure. 5.b) shows the superimposed the  $P(15)$  line of the  $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$  molecule (red) and the  $^{39}\text{K}$  crossover transition [2] (green), which corresponds to a phase modulator frequency of 15.119 GHz ( $\pm 1$  MHz).

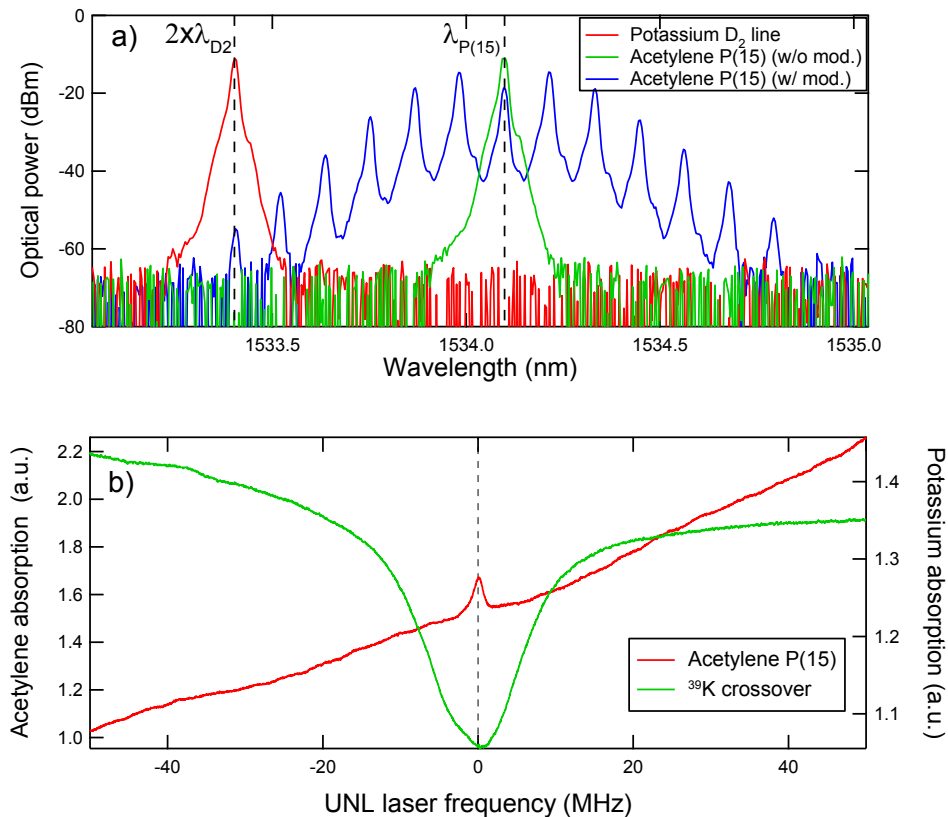


Figure 5: a): Optical spectrum of the UNL laser, before (green) and after (blue) the phase modulator. The modulation frequency is chosen such that the sixth lower sideband coincides with the DFB laser frequency (red), tuned to  $2 \times \lambda_{D_2}$  transition. This allows to detect the low-frequency optical beat note between the two lasers, used for phase-locking. b): By scanning the UNL diode current, we superposed the acetylene saturated absorption peak (red) and the  $^{39}\text{K}$  crossover dip (green), when the UNL and the DFB lasers are phase-locked. This corresponds to a phase modulator frequency of 15.119 GHz.

## 2.5 Magneto-optical trapping of $^{41}\text{K}$ atoms

Finally, we used our frequency-locking setup to implement magneto-optical trapping of the  $^{41}\text{K}$  isotope of potassium. The frequency-stabilized DFB light is used to seed a high-power TELECOM fiber amplifier (Quantel, model ELYSA-A-1533-10-P-SN-M-CC), delivering up to 12 W infrared light. The output of the amplifier seeds a free-space SHG nonlinear crystal of PPLN, which generates  $> 1.5$  W of light close to the  $\sim 767$  nm D2 potassium laser cooling transition in a single-pass configuration. In contrast with other alkaline atoms (Cs, Rb,...), potassium MOTs require a large amount of repumper light - typically as much as the cooling light [16]. For this reason, cooling and

repumper frequencies are both generated, using fibered AOMs, and mixed together before the fiber amplifier. This way, the output of the SHG crystal readily contains all laser cooling frequencies in the same spatial mode (avoiding the use of free-space AOMs, which typically generate important power losses).

Our cold-atom system consists of a ‘standard’ 3D MOT fed by a slow beam of atoms, produced using a commercial vapor-cell 2D MOT (developed by the LNE-SYRTE laboratory in Paris, France). The atomic source for the 2D MOT consists of a potassium ampoule connected to the 2D MOT chamber through a CF16 valve. A temperature gradient helps the potassium to migrate from the source (heated to 80 °C) to the 2D MOT chamber (50 °C). The vapor pressure in the chamber is maintained with a 2l/s ion pump, at  $\sim 5 \times 10^{-8}$  mBar. The slow atomic beam is created by six pairs of retro-reflected elliptical beams (three for each transverse direction, with a total interaction region of  $\sim 10$  mm), together with a 2D magnetic field gradient of 12 G/cm. The 3D MOT is created in a second vacuum chamber, connected to the 2D MOT via a differential pumping stage, pumped by two getter-ion pumps (NexTorr, models D500 and D300). The pressure is on the order of a few  $10^{-11}$  mBar, with a MOT lifetime  $>30$  seconds. For the 3D MOT we use three pairs of independent laser beams, with  $1/e^2$  diameters of 11.5 mm and  $\sim 40$  mW each. A relatively weak magnetic field gradient (5 G/cm along the axial direction of the coils) is used, to reduce light-assisted collisions processes, which limit the atoms number in potassium MOTs [17]. Using this configuration, we are able to trap up to a few  $10^9$  atoms of  $^{41}\text{K}$ . Figure 6 shows a loading curve of the MOT as function of the time, with an  $1/e$  loading time of approximately 6 s.

### 3 Conclusion

In conclusion, we demonstrated a versatile and robust fiber-based locking scheme of a telecom laser source directly applicable for potassium laser cooling. The laser system was validated by implementing a high-performance potassium MOT. The scheme completely decouples the frequency locking from the amplification and SHG to NIR domain, which greatly widens the experimental possibilities. The scheme, successfully used for cooling  $^{41}\text{K}$  atoms should be easily extended, with minor changes, to the other isotopes of potassium. Further developments will include testing our scheme for the D1 770 nm line of potassium, where sub-Doppler cooling techniques have been demonstrated. The corresponding acetylene line  $P(23)$  has been observed, and despite its lower



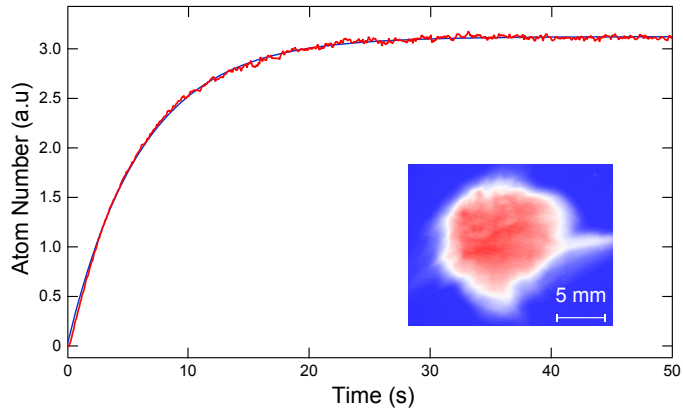


Figure 6: Time dependence of the number of  $^{41}\text{K}$  atoms trapped in our 3D MOT. The blue curve is an exponential fit, which gives a  $1/e$  loading time of 6 s. Inset: fluorescence image of the  $^{41}\text{K}$  MOT.

strength (factor three), the signal-to-noise ratio is still good enough to insure a stable locking scheme. A particularly interesting improvement would consist in developing a fully fiber-based setup, by using acetylene-filled hollow-core optical fibers<sup>†</sup>. Their implementation would be straightforward in our setup. Thus, interesting perspectives could open towards mobile cold atom setups, with possible metrological applications using Potassium isotopes [18].

## Funding

This work was financially supported by Agence Nationale de la Recherche through Research Grants K-BEC No. ANR-13-BS04-0001-01 and MANYLOK No. ANR-18-CE30-0017, the Labex CEMPI (Grant No. ANR-11-LABX-0007-01), the I-SITE ULNE / ANR-16-IDEX-0004 ULNE, the Programme Investissements d’Avenir ANR-11-IDEX-0002-02, reference ANR-10-LABX-0037-NEXT, the Ministry of Higher Education and Research, Hauts-de-France Council and European Regional Development Fund (ERDF) through the Contrat de Projets Etat-Region (CPER Photonics for Society, P4S).

---

<sup>†</sup>Such a frequency standard is currently under developpement at LP2N Laboratory in Bordeaux, France (P. Bouyer and A. Hilico, private communications).

# Acknowledgments

The authors thank Leticia Tarruell for useful discussions about the  $^{41}\text{K}$  MOT setup.

# References

- [1] Ariel Bruner, Ady Arie, Mark A. Arbore, and Martin M. Fejer. Frequency stabilization of a diode laser at 1540 nm by locking to sub-doppler lines of potassium at 770 nm. Appl. Opt., 37(6):1049–1052, Feb 1998.
- [2] L Mudarikwa, K Pahwa, and J Goldwin. Sub-doppler modulation spectroscopy of potassium for laser stabilization. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 45(6):065002, mar 2012.
- [3] A. S. Arnold, J. S. Wilson, and M. G. Boshier. A simple extended-cavity diode laser. Review of Scientific Instruments, 69(3):1236–1239, 1998.
- [4] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, and T.W. Hänsch. A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. Optics Communications, 117(5):541 – 549, 1995.
- [5] D. Voigt, E.C. Schilder, R.J.C. Spreeuw, and H.B. van Linden van den Heuvell. Characterization of a high-power tapered semiconductor amplifier system. Applied Physics B, 72(3):279–284, Feb 2001.
- [6] R. A. Nyman, G. Varoquaux, B. Villier, D. Sacchet, F. Moron, Y. Le Coq, A. Aspect, and P. Bouyer. Tapered-amplified antireflection-coated laser diodes for potassium and rubidium atomic-physics experiments. Review of Scientific Instruments, 77(3):033105, 2006.
- [7] Guillaume Stern, Baptiste Allard, Martin Robert de Saint-Vincent, Jean-Philippe Brantut, Baptiste Battelier, Thomas Bourdel, and Philippe Bouyer. Frequency doubled 1534 nm laser system for potassium laser cooling. Appl. Opt., 49(16):3092–3095, Jun 2010.
- [8] Clément Diboune, Nassim Zahzam, Yannick Bidel, Malo Cadoret, and Alexandre Bresson. Multi-line fiber laser system for cesium and rubidium atom interferometry. Opt. Express, 25(15):16898–16906, Jul 2017.

- [9] R. J. Thompson, M. Tu, D. C. Aveline, N. Lundblad, and L. Maleki. High power single frequency 780 nm laser source generated from frequency doubling of a seeded fiber amplifier in a cascade of ppln crystals. Opt. Express, 11(14):1709–1713, Jul 2003.
- [10] F. Lienhart, S. Boussen, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidel, and A. Bresson. Compact and robust laser system for rubidium laser cooling based on the frequency doubling of a fiber bench at 1560 nm. Applied Physics B, 89(2):177–180, Nov 2007.
- [11] O. Carraz, F. Lienhart, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidel, and A. Bresson. Compact and robust laser system for onboard atom interferometry. Applied Physics B, 97(2):405, Aug 2009.
- [12] Stephan Falke, Eberhard Tiemann, Christian Lisdat, Harald Schnatz, and Gesine Grosche. Transition frequencies of the D lines of  $^{39}\text{K}$ ,  $^{40}\text{K}$ , and  $^{41}\text{K}$  measured with a femtosecond laser frequency comb. Phys. Rev. A, 74:032503, Sep 2006.
- [13] G. Salomon, L. Fouché, P. Wang, A. Aspect, P. Bouyer, and T. Bourdel. Gray-molasses cooling of  $^{39}\text{K}$  to a high phase-space density. EPL (Europhysics Letters), 104(6):63002, dec 2013.
- [14] K. Nakagawa, M. de Labachellerie, Y. Awaji, and M. Kourogi. Accurate optical frequency atlas of the 1.5  $\mu\text{m}$  bands of acetylene. J. Opt. Soc. Am. B, 13(12):2708–2714, Dec 1996.
- [15] Sarah Gilbert and William Swann. Acetylene  $12\text{C}_2\text{H}_2$  absorption reference for 1510 nm to 1540 nm wavelength calibration. Spec. Publ., 260(133), feb 2001.
- [16] T. Kishimoto, J. Kobayashi, K. Noda, K. Aikawa, M. Ueda, and S. Inouye. Direct evaporative cooling of  $^{41}\text{K}$  into a bose-einstein condensate. Phys. Rev. A, 79:031602, Mar 2009.
- [17] M. Prevedelli, F. S. Cataliotti, E. A. Cornell, J. R. Ensher, C. Fort, L. Ricci, G. M. Tino, and M. Inguscio. Trapping and cooling of potassium isotopes in a double-magneto-optical-trap apparatus. Phys. Rev. A, 59:886–888, Jan 1999.
- [18] L. Antoni-Micollier, B. Barrett, L. Chichet, G. Condon, B. Battelier, A. Landragin, and P. Bouyer. Generation of high-purity low-temperature samples of  $^{39}\text{K}$  for applications in metrology. Phys. Rev. A, 96:023608, Aug 2017.

# Bibliography

- [1] P. W. ANDERSON. Absence of diffusion in certain random lattices. *Phys. Rev. Lett.*, 109(5), 1958.
- [2] Felix Bloch. über die quantenmechanik der elektronen in kristallgittern. *Zeitschrift für Physik*, 52.7:555–600, 1929.
- [3] J. H. Page S. E. Skipetrov Hefei Hu, a. Strybulevych and B. a. van Tiggelen. Localization of ultrasound in a three-dimensional elastic network. *Nature Physics*, 4:945–948, Oct 2008.
- [4] M Stoytchev Aa Chabanov and Az Genack. Statistical signatures of photon localization. *Nature*, 404:805–3, Apr 2000.
- [5] Ad Lagendijk DS Wiersma, Paolo Bartolini and Roberto Righini. Localization of light in a disordered medium. *Nature*, 390:671–673, 1997.
- [6] Shmuel Fishman Tal Schwartz, Guy Bartal and Mordechai Segev. Transport and anderson localization in disordered two-dimensional photonic lattices. *Nature*, 446:52–5, March 2007.
- [7] J. Stenger H.-J. Miesner D. M. Stamper-Kurn S. Inouye, M. R. Andrews and W. Ketterle. Observation of feshbach resonances in a bose-einstein condensate. *Nature*, page 392, 1998.
- [8] J. Ringot, P. Szriftgiser, J. C. Garreau, and D. Delande. Experimental evidence of dynamical localization and delocalization in a quasiperiodic driven system. *Phys. Rev. Lett.*, 85:2741–2744, Sep 2000.
- [9] Chicireanu Radu Hainaut Clément Garreau Jean Claude Szriftgiser Pascal Delande Dominique Manai Isam, Jean-Francois Clément. Experimental observation of two-dimensional anderson localization with the atomic kicked rotor. *Phys. Rev. Lett.*, 115:240603, Dec 2015.
- [10] Julien Chabé, Gabriel Lemarié, Benoît Grémaud, Dominique Delande, Pascal Szriftgiser, and Jean Claude Garreau. Experimental observation of the

- anderson metal-insulator transition with atomic matter waves. *Phys. Rev. Lett.*, 101:255702, Dec 2008.
- [11] C.S. Adams and E. Riis. Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Progress in Quantum Electronics*, 21(1):1 – 79, 1997.
- [12] J. E. Bjorkholm Alex Cable Steven Chu, L. Hollberg and A. Ashkin. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 55:48–51, Jul 1985.
- [13] C.S. Adams and E. Riis. Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Progress in Quantum Electronics*, 21(1):1 – 79, 1997.
- [14] Claude Cohen-Tannoudji. Manipulating atoms with photons. *Physica Scripta*, T76(1):33, 1998.
- [15] Steven Chu. Nobel lecture: The manipulation of neutral particles. *Rev. Mod. Phys.*, 70:685–706, Jul 1998.
- [16] A. Aspect, J. Dalibard, A. Heidmann, C. Salomon, and C. Cohen-Tannoudji. Cooling atoms with stimulated emission. *Phys. Rev. Lett.*, 57:1688–1691, Oct 1986.
- [17] R. Kaiser N. Vansteenkiste A. Aspect, E. Arimondo and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping. *Phys. Rev. Lett.*, 61:826–829, Aug 1988.
- [18] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11):2023–2045, Nov 1989.
- [19] M.R. Matthews C.E. Wieman M.H. Anderson, J.R. Ensher and E.A. Cornell. Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, page 269, 1995.
- [20] M. R. Andrews N. J. van Druten D. S. Durfee D. M. Kurn K. B. Davis, M.-O. Mewes and W. Ketterle. Bose-einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 75:3969–3973, Nov 1995.
- [21] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni, and M. Inguscio. Bose-einstein condensation of potassium atoms by sympathetic cooling. *Science*, 294(5545):1320–1322, 2001.
- [22] Tino Weber, Jens Herbig, Michael Mark, Hanns-Christoph Nägerl, and Rudolf Grimm. Bose-einstein condensation of cesium. *Science*, 299(5604):232–235, 2003.

- [23] Q. Beaufils, R. Chicireanu, T. Zanon, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, J.-C. Keller, and O. Gorceix. All-optical production of chromium bose-einstein condensates. *Phys. Rev. A*, 77:061601, Jun 2008.
- [24] G. Roati, M. Zaccanti, C. D’Errico, J. Catani, M. Modugno, A. Simoni, M. Inguscio, and G. Modugno. 39k bose-einstein condensate with tunable interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 99:010403, Jul 2007.
- [25] A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I. Westbrook, and A. Aspect. A bose-einstein condensate of metastable atoms. *Science*, 292(5516):461–464, 2001.
- [26] C. Cohen-Tannoudji. Bose-einstein condensation of metastable helium. *Physica Scripta*, T102(1):111, 2002.
- [27] Yosuke Takasu, Kenichi Maki, Kaduki Komori, Tetsushi Takano, Kazuhito Honda, Mitsutaka Kumakura, Tsutomu Yabuzaki, and Yoshiro Takahashi. Spin-singlet bose-einstein condensation of two-electron atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 91:040404, Jul 2003.
- [28] Takeshi Fukuhara, Seiji Sugawa, and Yoshiro Takahashi. Bose-einstein condensation of an ytterbium isotope. *Phys. Rev. A*, 76:051604, Nov 2007.
- [29] K. Aikawa, A. Frisch, M. Mark, S. Baier, A. Rietzler, R. Grimm, and F. Ferlaino. Bose-einstein condensation of erbium. *Phys. Rev. Lett.*, 108:210401, May 2012.
- [30] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloé. *Mécanique Quantique*. 1997.
- [31] B. V. Chirikov. A universal instability of many-dimensional oscillator systems. *Physics Reports*, 1979.
- [32] M. Lepers. *Dynamique d’atomes dans des potentiels optiques: du chaos quantique au chaos quasi-classique*. PhD thesis, Université Lille1, 2009.
- [33] J. Dalibard. Atomes ultra froids. notes de cours.
- [34] J. Chabé. *Chaos quantique et transition d’Anderson avec des atomes refroidis par laser*. PhD thesis, Université Lille 1, 2007.
- [35] M. Lopez. *Test expérimental de l’universalité de la transition d’Anderson avec des atomes froids: Indépendance de l’exposant critique  $\nu$  face aux détails microscopiques*. PhD thesis, Université Lille 1, 2012.
- [36] G. Lemarié. *Transition d’Anderson avec des ondes de matière atomiques*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2009.

- [37] F. Jendrzejewski, K. Müller, J. Richard, A. Date, T. Plisson, P. Bouyer, A. Aspect, and V. Josse. Coherent backscattering of ultracold atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 109:195302, november 2012.
- [38] E. Akkermans, P. E. Wolf, and R. Maynard. Coherent backscattering of light by disordered media: Analysis of the peak line shape. *Phys. Rev. Lett.*, 56(14), 1986.
- [39] F. Jendrzejewski. *Quantum transport of ultracold atoms in disordered potentials*. PhD thesis, Université Paris XI, 2012.
- [40] K. Müller, J. Richard, V. V. Volchkov, V. Denechaud, P. Bouyer, A. Aspect, and V. Josse. Suppression and revival of weak localization through control of time-reversal symmetry. *Phys. Rev. Lett.*, 114:205301, 2015.
- [41] Dmitry A. Abanin, Ehud Altman, Immanuel Bloch, and Maksym Serbyn. Colloquium: Many-body localization, thermalization, and entanglement. *Rev. Mod. Phys.*, 91:021001, May 2019.
- [42] Michael Schreiber, Sean S. Hodgman, Pranjal Bordia, Henrik P. Lüschen, Mark H. Fischer, Ronen Vosk, Ehud Altman, Ulrich Schneider, and Immanuel Bloch. Observation of many-body localization of interacting fermions in a quasirandom optical lattice. *Science*, 349(6250):842–845, 2015.
- [43] Richerme P. Neyenhuis B. Hess P. W. Hauke P. Heyl M. Huse D. A. Monroe C. Smith J., Lee A. Many-body localization in a quantum simulator with programmable random disorder. *Nature Physics*, 12:907, June 2016.
- [44] J. Schuster S. Dürr G. Rempe E. G. M. van Kempen A. Marte, T. Volz and B. J. Verhaar. Feshbach resonances in rubidium 87: Precision measurement and analysis. *Phys. Rev. Lett.*, 89, Dec 2002.
- [45] M. Fattori G. Roati M. Inguscio G. Modugno A. Simoni C. d’Errico, M. Zaccanti. Feshbach resonances in ultracold 39k. *New Journal of Physics*, 9, Jul 2007.
- [46] Cacciapuoti L. Cataliotti F.S. Prevedelli M. Tino G.M Inguscio M. Fort C., Bambini A. Cooling mechanisms in potassium magneto-optical traps. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 3(2):113–118, Aug 1998.
- [47] C. Ramsauer. Über den wirkungsquerschnitt der gasmoleküle gegen über langsamen elektronen. *Annalen der Physik*, 4(64):513–540, 1921.

- [48] H. M. J. M. Boesten, J. M. Vogels, J. G. C. Tempelaars, and B. J. Verhaar. Properties of cold collisions of  $^{39}\text{K}$  atoms and of  $^{41}\text{K}$  atoms in relation to bose-einstein condensation. *Phys. Rev. A*, 54:R3726–R3729, Nov 1996.
- [49] M. Prevedelli, F. S. Cataliotti, E. A. Cornell, J. R. Ensher, C. Fort, L. Ricci, G. M. Tino, and M. Inguscio. Trapping and cooling of potassium isotopes in a double-magneto-optical-trap apparatus. *Phys. Rev. A*, 59:886–888, Jan 1999.
- [50] C. R. Cabrera, L. Tanzi, J. Sanz, B. Naylor, P. Thomas, P. Cheiney, and L. Tarruell. Quantum liquid droplets in a mixture of bose-einstein condensates. *Science*, 359(6373):301–304, 2018.
- [51] T. Kishimoto, J. Kobayashi, K. Noda, K. Aikawa, M. Ueda, and S. Inouye. Direct evaporative cooling of 41k into a bose-einstein condensate. *Phys. Rev. A*, 79:031602, Mar 2009.
- [52] Hao-Ze Chen, Xing-Can Yao, Yu-Ping Wu, Xiang-Pei Liu, Xiao-Qiong Wang, Yu-Xuan Wang, Yu-Ao Chen, and Jian-Wei Pan. Production of large 41k bose-einstein condensates using d1 gray molasses. *Phys. Rev. A*, 94:033408, Sep 2016.
- [53] G. Salomon. *Production tout optique de condensats de Bose-Einstein de  $^{39}\text{K}$  : des interactions contrôlables pour l'étude de gaz quantiques désordonnées en dimensions réduites*. PhD thesis, Institut d'Optique Graduate School, 2014.
- [54] G. Salomon, L. Fouché, S. Lepoutre, A. Aspect, and T. Bourdel. All-optical cooling of  $^{39}\text{K}$  to bose-einstein condensation. *Phys. Rev. A*, 90:033405, Sep 2014.
- [55] L. Fouche. *Gaz quantiques de potassium  $^{39}$  à interactions contrôlables*. PhD thesis, Institut d'Optique Graduate School, 2015.
- [56] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. M. Walraven. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Phys. Rev. A*, 58:3891–3895, Nov 1998.
- [57] J. Schoser, A. Batär, R. Löw, V. Schweikhard, A. Grabowski, Yu. B. Ovchinnikov, and T. Pfau. Intense source of cold rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 66:023410, Aug 2002.
- [58] Jean-Francois Clément. *Production of a Bose-Einstein condensate in a 1565 nm optical-dipole trap*. PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI, 2008.



- [59] R. Brown. *Nonequilibrium manybody dynamics with ultracold atoms in optical lattices and selected problems in atomic physics*. PhD thesis, National Institute of Standards and Technology, 2014.
- [60] Wolfgang Petrich, Michael H. Anderson, Jason R. Ensher, and Eric A. Cornell. Behavior of atoms in a compressed magneto-optical trap. *J. Opt. Soc. Am. B*, 11(8):1332–1335, Aug 1994.
- [61] D. Boiron, A. Michaud, P. Lemonde, Y. Castin, C. Salomon, S. Weyers, K. Szymaniec, L. Cognet, and A. Clairon. Laser cooling of cesium atoms in gray optical molasses down to  $1.1 \mu\text{k}$ . *Phys. Rev. A*, 53:R3734–R3737, Jun 1996.
- [62] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping. *Phys. Rev. Lett.*, 61:826–829, Aug 1988.
- [63] G Grynberg and J.-Y Courtois. Proposal for a magneto-optical lattice for trapping atoms in nearly-dark states. *Europhysics Letters (EPL)*, 27(1):41–46, jul 1994.
- [64] Andrew T. Grier, Igor Ferrier-Barbut, Benno S. Rem, Marion Delehay, Lev Khaykovich, Frédéric Chevy, and Christophe Salomon.  $\Lambda$ -enhanced sub-doppler cooling of lithium atoms in  $D_1$  gray molasses. *Phys. Rev. A*, 87:063411, Jun 2013.
- [65] E. Arimondo, M. Inguscio, and P. Violino. Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 49:31–75, Jan 1977.
- [66] D. M. Brink and C. V. Sukumar. Majorana spin-flip transitions in a magnetic trap. *Phys. Rev. A*, 74:035401, Sep 2006.
- [67] Y.-J. Lin, A. R. Perry, R. L. Compton, I. B. Spielman, and J. V. Porto. Rapid production of  $^{87}\text{Rb}$  bose-einstein condensates in a combined magnetic and optical potential. *Phys. Rev. A*, 79:063631, Jun 2009.
- [68] L Mudarikwa, K Pahwa, and J Goldwin. Sub-doppler modulation spectroscopy of potassium for laser stabilization. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 45(6):065002, mar 2012.
- [69] Abraham. Savitzky and M. J. E. Golay. Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures. *Analytical Chemistry*, 36(8):1627–1639, 1964.