



HAL
open science

Refroidissement d'atomes de césium confinés dans un piège dipolaire très désaccordé

Hélène Perrin

► **To cite this version:**

Hélène Perrin. Refroidissement d'atomes de césium confinés dans un piège dipolaire très désaccordé. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1998. Français. NNT: . tel-00003896

HAL Id: tel-00003896

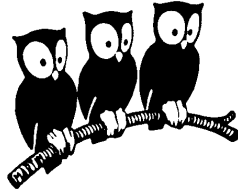
<https://theses.hal.science/tel-00003896v1>

Submitted on 4 Dec 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ECOLE NORMALE SUPERIEURE



THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS VI
spécialité : Physique Quantique

présentée par
Hélène Perrin

pour obtenir le titre de
Docteur de l'Université Paris VI

Sujet de la thèse :

**REFROIDISSEMENT D'ATOMES DE CESIUM CONFINES
DANS UN PIEGE DIPOLAIRE TRES DESACCORDE**

Soutenue le 26 juin 1998 devant le jury composé par :

M. Claude COHEN-TANNOUDJI	Président
M. Jacques BAUDON	Rapporteur
M. Andrew STEANE	Rapporteur
M. Jacques TREINER	Examineur
M. André DUCASSE	Examineur
M. Christophe SALOMON	Directeur de Thèse

Résumé

Dans ce mémoire sont présentées plusieurs méthodes de refroidissement d'atomes de césium confinés dans un piège optique à faible taux de diffusion, le piège dipolaire croisé. Le piège est constitué de deux faisceaux focalisés croisés issus d'un laser Nd:YAG. Les atomes, dans l'un des sous-niveaux hyperfins de l'état fondamental, restent confinés au croisement des foyers pendant une à deux secondes. Les densités accessibles sont élevées (10^{12} atomes/cm³ environ). Pour manipuler ces atomes, on utilise la transition Raman stimulée à deux photons entre les états hyperfins. Une nouvelle forme d'impulsion très efficace reposant sur un transfert adiabatique entre ces niveaux a été mise au point au cours de ce travail. Cette impulsion est utilisée dans toutes les expériences de refroidissement décrites dans cette thèse.

Dans une première série d'expériences, on superpose au piège un réseau interférentiel unidimensionnel de pas comparable à la longueur d'onde optique. On peut résoudre la structure vibrationnelle induite avec les transitions Raman. Les atomes sont refroidis dans ce réseau par la méthode du refroidissement par bandes latérales initialement développée pour les ions et appliquée pour la première fois ici aux atomes neutres. On prépare ainsi un échantillon d'atomes froids avec 90 % des atomes dans le niveau fondamental du réseau.

Cette thèse présente également les résultats obtenus sur les atomes piégés par refroidissement Raman. Cette technique, très efficace à une dimension sur les atomes libres, est étendue à trois dimensions sur des atomes piégés, polarisés ou non. On a développé ici une méthode permettant simultanément de polariser et de refroidir les atomes en utilisant la transition Raman. On obtient des températures de l'ordre de $2 \mu\text{K}$ avec des densités atomiques de l'ordre de 10^{12} atomes/cm³, ce qui représente un gain de trois à quatre ordres de grandeur par rapport à un piège magnéto-optique. On montre que la limite atteinte est due à la réabsorption par les atomes refroidis de photons résonnants issus du repompage. En réduisant volontairement la densité atomique, on limite la réabsorption, ce qui permet d'atteindre des températures encore plus basses (680 nK).

Abstract

Several methods for cooling cesium atoms trapped in a non dissipative optical trap (crossed dipole trap) are presented in this thesis. The trap consists of two Nd:YAG focused beams. Atoms in one of the hyperfine groundstates remain trapped at the crossing of the two beams for one to two seconds. Available densities are as high as 10^{12} atoms/cm³. To manipulate these atoms, we use a two-photon stimulated Raman transition between the hyperfine groundstates. We present a new Raman pulse very efficient, using rapid adiabatic passage between these states. This new pulse is used in all the cooling experiments presented here.

For a first kind of cooling experiment, we produce a one-dimensional lattice with a period of the order of the wavelength superposed to the trap. The resulting vibrational

levels are resolved by the Raman transitions. Atoms are cooled in this lattice using resolved-sideband cooling, a method first used on ions and applied here on neutral atoms for the first time. 90 % of the atoms are cooled to the zero-point of motion in the lattice.

This thesis also presents the results obtained by Raman cooling of trapped atoms. This technique, very efficient in one dimension on free atoms, is applied in three dimensions to trapped atoms, polarized or not. We have developed a method to polarize and cool the atoms at the same time using Raman transitions. We get temperatures in the 2 μK range at atomic densities of 10^{12} atoms/cm³ which represents a gain of three to four orders of magnitude in phase-space density with respect to a magneto-optical trap. We show that the limit we reach is due to reabsorption of resonant photons produced by the repumping process. By lowering the atomic density during Raman cooling, the reabsorption is reduced and we get temperatures as low as 680 nK.

Mots clefs

Piège dipolaire — Piège non dissipatif — Atomes de césium — Atomes ultrafroids — Transitions Raman — Passage adiabatique — Refroidissement par bandes latérales — Refroidissement Raman — Refroidissement évaporatif — Atomes polarisés

Table des matières

Introduction	9
1 Le piège dipolaire croisé	15
1.1 Principe	16
1.2 Réalisation	17
1.3 Chargement du piège dipolaire	19
1.4 Détection	20
1.4.1 Sonde par fluorescence	21
1.4.2 Imagerie par absorption	22
1.5 Trois configurations de piégeage	25
1.5.1 Configuration « lin lin »	26
1.5.2 Configuration « lin \perp lin »	27
2 Transition Raman	31
2.1 Dispositif expérimental	32
2.2 Condition de résonance Raman et applications	35
2.3 Profil d'excitation	37
2.3.1 Créneau	38
2.3.2 Impulsion Blackman	40
2.3.3 Compensation du déplacement lumineux	41
2.3.4 Impulsions balayées	42
2.3.5 Remarque: analyse en terme de spin fictif	47
2.4 Repompage	48
3 Refroidissement par bandes latérales	51
3.1 Refroidissement par bandes latérales: cas des ions	52
3.2 Cas des atomes neutres	54
3.3 Dispositif expérimental	55
3.4 Configuration « lin lin »	56
3.4.1 Prédiction théoriques	56
3.4.2 Surprenante observation de bandes latérales	56
3.4.3 Interprétation	59

3.4.4	Refroidissement en configuration « lin lin »	60
3.5	Configuration « lin \perp lin »	62
3.5.1	Première analyse théorique	62
3.5.2	Observations expérimentales	62
3.5.3	Refroidissement en configuration « lin \perp lin »	66
3.6	Comparaison avec une simulation Monte-Carlo	68
3.6.1	Principe	68
3.6.2	Résultats	70
3.7	Refroidissement jusqu'au niveau fondamental	71
3.7.1	Configuration adoptée	71
3.7.2	Observation de bandes latérales	71
3.7.3	Résultat du refroidissement	72
3.7.4	Une autre expérience dans le domaine	74
4	Refroidissement Raman : premiers résultats	79
4.1	Principe du refroidissement Raman	80
4.1.1	Cas des atomes libres	81
4.1.2	Adaptation aux atomes piégés	82
4.2	Optimisation de la séquence de refroidissement	83
4.3	Premiers résultats expérimentaux	85
4.4	Limitations	88
4.4.1	Chauffage par diffusion de photons (YAG ou Raman)	88
4.4.2	Rôle du réseau selon z	89
4.4.3	Bandes latérales	89
4.4.4	Réabsorption de photons	90
5	Refroidissement évaporatif	93
5.1	Principe du refroidissement évaporatif	94
5.2	Etude des collisions dans le piège dipolaire croisé	96
5.2.1	Atomes dans $F = 3$: refroidissement évaporatif spontané	96
5.2.2	Atomes dans $F = 4$: collisions inélastiques	97
5.3	Refroidissement évaporatif forcé	99
5.3.1	Méthode employée	99
5.3.2	Refroidissement évaporatif forcé seul	100
5.3.3	Association avec le refroidissement Raman	104
6	Refroidissement Raman d'atomes polarisés	109
6.1	Schéma de refroidissement Raman pour atomes polarisés	110
6.2	Polarisation des atomes dans $ F = 3, m = 3\rangle$	111
6.3	Refroidissement Raman des atomes polarisés	115
6.3.1	Démonstration de refroidissement Raman d'atomes polarisés	115
6.3.2	Mise en évidence du rôle de la réabsorption	116

6.3.3	Première indication de l'influence du taux de repompage Raman	119
Conclusion		127
	Résultats obtenus	127
	Perspectives	129
A	Déplacement lumineux dans le cas « lin \perp lin »	133
B	Calcul du taux de collisions élastiques	137
B.1	Calcul de Γ dans le cas général	137
B.2	Expression de Γ pour différents choix de $\sigma(v_r)$	139
B.2.1	Cas d'une section efficace constante	139
B.2.2	Cas d'une section efficace résonnante	139
B.2.3	Encadrement de Γ	140
Remerciements		142

Introduction

Le domaine du ralentissement et du piégeage d'atomes a connu ces quinze dernières années un développement extrêmement rapide, récemment couronné par l'attribution du prix Nobel de physique à Claude Cohen-Tannoudji, William D. Phillips et Steven Chu. Depuis les premières expériences de ralentissement d'un jet d'atomes de sodium par laser [1, 2, 3], on a pu obtenir des atomes à très basse température dans des mélasses optiques [4]. Grâce au piège magnéto-optique (PMO) [5, 6], la densité d'atomes disponibles a été fortement augmentée : ce dispositif simple permet d'obtenir un nuage de quelques centaines de millions d'atomes refroidis à quelques microKelvins dans un volume de quelques mm^3 , ce qui correspond à une densité typique de 10^{11} atomes/ cm^3 . Ces techniques pionnières ont ouvert la voie à la production de condensats de Bose-Einstein d'atomes neutres. Ce nouvel état de la matière dans lequel des bosons occupent tous le même état quantique¹, prédit dès les années 20 par Einstein à partir d'une idée de Bose sur les photons [7, 8], apparaît lorsque la densité de particules dans l'espace des phases ϕ excède un certain seuil :

$$\phi = n\lambda_{\text{dB}}^3 > 2,612 \quad (1)$$

n étant la densité de particules et λ_{dB} la longueur d'onde de de Broglie, reliée à la masse et à la température par la relation :

$$\lambda_{\text{dB}} = \frac{h}{\sqrt{2\pi mk_B T}} \quad (2)$$

Au seuil, la longueur d'onde de de Broglie est de l'ordre de la distance entre particules. Dans un gaz atomique à température ambiante, ϕ est de l'ordre de 10^{-12} . Le piège magnéto-optique permet d'atteindre une densité dans l'espace des phases de 10^{-6} – 10^{-7} environ. Puis, en transférant les atomes dans un piège magnétique (non dissipatif) et en faisant du refroidissement évaporatif forcé [9, 10], plusieurs équipes dans le monde sont récemment parvenues à obtenir un condensat de Bose-Einstein de rubidium [11], de sodium [12] et de lithium [13].

Les pièges magnétiques utilisés pour les expériences de condensation comportent cependant quelques limitations. D'une part, l'évaporation induit *nécessairement* une perte d'atomes et la durée typique de préparation d'un condensat est de l'ordre de la

1. N atomes sont décrits par une seule fonction d'onde.

minute. Le mécanisme de refroidissement repose en effet sur les collisions élastiques, qui sont rares² au début de l'évaporation. Cela vient de ce qu'il est très difficile techniquement d'obtenir un fort confinement dans un piège magnétique, c'est-à-dire de réaliser un piège harmonique dont les fréquences d'oscillation excèdent la centaine de Hertz. D'autre part, les pièges magnétiques statiques ne sont confinants que pour certains sous-niveaux magnétiques, par exemple les niveaux de nombre quantique magnétique m positifs, et sont au contraire anti-piégeants pour les autres ($m < 0$). On ne peut pas faire coexister dans un piège magnétique des atomes dans m et dans $-m$. En pratique, les atomes sont polarisés dans le niveau m extrême. Enfin, pour des applications dans le domaine de l'interférométrie atomique ou de la métrologie, une variation importante du champ magnétique ambiant en fonction du temps est très gênante³. Or, au moment de la coupure d'un piège magnétique produit par de très forts courants (quelques centaines d'ampères), le champ magnétique varie violemment en quelques microsecondes, ce qui compromet l'utilisation d'un condensat issu d'un piège magnétique pour ces applications.

En revanche, les pièges optiques très désaccordés fondés sur l'utilisation de la force dipolaire [14, 15] permettent de contourner ces limitations : on peut les couper parfaitement en un temps inférieur à 100 ns, ils piègent simultanément l'ensemble des sous-niveaux Zeeman et il est beaucoup plus simple d'obtenir un très bon confinement spatial dans un piège optique. Au cours de son travail de thèse, Denis Boiron a montré que l'on pouvait obtenir par refroidissement laser⁴ des densités de quelques 10^{13} atomes/cm³ dans des structures lumineuses de très petite taille (de l'ordre de $4 \mu\text{m}$) [18, 19]. Une application possible de ces grandes densités est la mesure de paramètres collisionnels : une première mesure du taux de collisions à trois corps dans un condensat de rubidium [20] avait été faite au JILA (Boulder) ; en transférant les atomes d'un condensat de sodium issus d'un piège magnétique au foyer d'un faisceau focalisé (ce qui constitue un piège dipolaire si le désaccord du laser est négatif), une équipe du MIT a pu mesurer avec une précision accrue le taux de collisions à trois corps, grâce à la densité très élevée obtenue dans le piège optique ($3 \cdot 10^{15}$ atomes/cm³) [21].

Pour réaliser un confinement sur de plus petites tailles, on peut utiliser des réseaux lumineux [22] en faisant interférer plusieurs faisceaux et ainsi constituer une série de micro-puits pour les atomes, dont la dimension typique est la longueur d'onde lumineuse. La fréquence d'oscillation dans de telles structures est très élevée, de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de kiloHertz. Dans ce régime, on peut résoudre les niveaux vibrationnels dans les puits, par exemple avec une transition Raman entre deux niveaux de longue durée de vie. Si la fréquence d'oscillation est suffisante, le critère de Lamb-Dicke est satisfait : la dispersion spatiale de l'état fondamental des puits est petite devant la longueur d'onde de la transition lumineuse. Nous avons mis à

2. Le taux de collisions initial est de l'ordre du Hertz dans la plupart des expériences de condensation.

3. Le champ magnétique doit rester constant pour que les blindages magnétiques soient efficaces.

4. Il a utilisé une mélasse grise [16, 17].

profit ces fréquences d'oscillation élevées et la haute résolution en énergie autorisée par la transition Raman pour réaliser, pour la première fois avec des atomes neutres, du refroidissement par bandes latérales, une technique initialement développée pour des ions piégés [23, 24]. Nous avons par cette méthode préparé un échantillon d'atomes très bien confinés dans les niveaux les plus liés d'un réseau optique [25], jusqu'à obtenir une population de l'état fondamental de 90 % environ. Cela ouvre la voie à la préparation d'atomes dans des états quantiques purs, états de Fock ou chats de Schrödinger, comme cela a été fait récemment sur les ions [26].

Pour accroître la densité dans l'espace des phases, dans le souci d'obtenir un gaz de bosons dégénérés, une autre voie que le refroidissement évaporatif forcé dans un piège magnétique a été explorée en parallèle : le refroidissement par laser. Le piège magnéto-optique repose déjà sur l'utilisation de lasers. On ne peut cependant dans un tel piège réduire la dispersion en vitesse des atomes en-dessous de $5 v_{\text{rec}}$ environ : v_{rec} correspond à la vitesse qu'acquiert un atome initialement au repos lorsqu'il absorbe un unique photon. En effet, dans un piège magnéto-optique les atomes diffusent en permanence des photons. Pour aller plus loin que cette limite, on doit utiliser un piège non dissipatif comme le piège dipolaire et appliquer l'une des méthodes de refroidissement dite « sub-recul » [27, 28, 29]. Le principe général en est de rendre l'absorption de photons sélective en vitesse : on combine un processus de filtrage, qui assure que les atomes de vitesse nulle ou quasi-nulle ne sont plus excités par la lumière, et un processus de recyclage qui, en excitant les autres atomes, leur donne une certaine probabilité d'atteindre par diffusion dans l'espace des vitesses une vitesse quasi-nulle. Ainsi, tous les atomes finissent par s'accumuler dans l'état « noir » dans lequel ils n'absorbent pas de photon.

Le refroidissement Raman [28] est l'une de ces méthodes. La sélectivité en vitesse de l'excitation est assurée par le choix du désaccord d'une impulsion Raman stimulée entre deux niveaux stables (en général deux niveaux hyperfins) : par effet Doppler, le désaccord vu par un atome est en effet relié à sa vitesse. Cette méthode a donné de très bons résultats sur les atomes libres à une dimension [28, 30]. A plusieurs dimensions en revanche, les résultats ont été décevants puisque la limite du recul n'a pu être franchie [31]. Le refroidissement sub-recul repose en effet sur une diffusion des atomes dans l'espace des vitesses ; cette diffusion conduit beaucoup plus rarement les atomes vers la vitesse nulle dans un espace à trois dimensions et le temps nécessaire au refroidissement est bien plus long qu'à une dimension. Or, pour des atomes libres, le temps d'interaction avec les lasers de refroidissement est limité à quelques dizaines de millisecondes par la chute des atomes hors des faisceaux. Au cours du travail présenté dans ce mémoire, nous avons étendu la méthode du refroidissement Raman à des atomes confinés dans un piège optique non dissipatif, le piège dipolaire croisé [32], ce qui nous permet de disposer de quelques secondes pour pratiquer le refroidissement. Pour cela, nous avons mis au point une nouvelle méthode d'excitation Raman qui permet de réaliser un profil d'excitation en fonction de la vitesse atomique voisin d'un créneau (la probabilité d'excitation est proche de 1 pour $v \in [v_{\text{min}}, v_{\text{max}}]$, nulle en dehors de cet intervalle).

En utilisant ces impulsions, nous avons refroidi les atomes à trois dimensions dans le piège dipolaire croisé [32]. Nous avons choisi un piège optique plutôt qu'un piège magnétique d'une part pour les raisons présentées ci-dessus, d'autre part parce que le refroidissement Raman n'est pas compatible avec la présence de gradients de champ magnétique importants. D'autres équipes dans le monde ont fait ce choix : c'est le cas notamment d'une équipe de Stanford, qui utilise un piège constitué des quatre nappes de lumière répulsives disposées en pyramide inversée [33]. Notre piège résulte au contraire du potentiel attractif créé à l'intersection des foyers de deux faisceaux gaussiens, ce qui assure un confinement plus efficace.

Le refroidissement laser sur des atomes confinés est *a priori* très attrayant puisqu'au contraire du refroidissement évaporatif, il ne suppose pas de perte d'atomes donc la densité atomique doit augmenter au fur et à mesure que la température diminue : dans un piège harmonique, la densité dans l'espace des phases ϕ est proportionnelle à N/T^3 où N est le nombre d'atomes et T la température, alors que l'on a seulement $\phi \propto NT^{3/2}$ pour des atomes libres. Cependant, comme nous le montrerons au cours de ce mémoire, une limitation physique importante perturbe le déroulement idéal du refroidissement : les atomes recyclés émettent des photons spontanés au cours de leur diffusion dans l'espace des vitesses, qui peuvent être réabsorbés par des atomes de vitesse quasi-nulle, qui auraient dû être dans un état parfaitement « noir ». Cela détériore le filtrage et conduit à un chauffage des atomes qui équilibre le refroidissement. Des propositions théoriques ont été faites pour réduire l'effet néfaste de la réabsorption dans certaines limites [34, 35], qui doivent être vérifiées expérimentalement. On a également pu montrer que la géométrie du piège joue un rôle important [19] : lorsque le piège est très allongé, les photons émis spontanément s'échappent plus facilement par les côtés et sont moins diffusés que pour un piège rond. Nous montrerons ici que le phénomène de réabsorption est effectivement responsable de la limite que nous observons dans le refroidissement. En combinant refroidissement Raman et ouverture du piège pour réduire la densité atomique et limiter la réabsorption, nous avons pu obtenir une température tridimensionnelle très faible (680 nK), correspondant à une dispersion en vitesses Δv proche de la limite du recul ($\Delta v = 1,85 v_{\text{rec}}$).

Nous avons mentionné plus haut que les atomes confinés dans un piège magnétique sont polarisés dans le niveau m extrême. Dans un piège optique, cela n'est pas nécessaire puisque tous les niveaux sont piégés. Inversement, il peut être intéressant pour les applications de disposer d'un échantillon d'atomes ultra-froids, confinés et polarisés. Le refroidissement évaporatif dans un piège magnétique peut produire un tel échantillon. Nous montrons dans la dernière partie de ce mémoire qu'il est possible d'adapter le refroidissement Raman dans le piège dipolaire croisé pour qu'il remplisse les deux fonctions de refroidissement et de polarisation. L'avantage est que la densité dans l'espace des phases est plus importante lorsque les atomes sont polarisés, par un facteur égal à la dégénérescence des niveaux magnétiques (7 pour l'état $F = 3$ du césium). De plus, la section efficace de collisions élastiques est plus importante pour des bosons dans le même état m , ce qui favorise le refroidissement évaporatif et permet d'envisager favo-

rablement la combinaison du refroidissement Raman et du refroidissement évaporatif dans notre piège. Enfin, il est intéressant de disposer d'atomes polarisés dans le piège dipolaire croisé, par exemple pour l'étude des collisions.

Le mémoire est organisé de la façon suivante. Dans un premier chapitre, nous présenterons le piège dipolaire croisé, du principe à la réalisation et aux performances obtenues. Nous verrons les différentes configurations utilisées pour le refroidissement par bandes latérales ou le refroidissement Raman. Puis nous présenterons le système des lasers Raman en insistant sur les différents profils d'excitation que l'on peut obtenir. Nous avons mis au point une nouvelle forme d'impulsion qui sera détaillée dans ce deuxième chapitre. Nous parlerons ensuite des résultats obtenus par refroidissement par bandes latérales dans différentes configurations de piégeage. Nous discuterons leur intérêt par rapport à une expérience proche faite récemment dans un groupe de l'Université de l'Arizona [36]. Les résultats du refroidissement Raman sont présentés dans les chapitres 4 à 6 : le chapitre 4 contient les premiers résultats, le chapitre 5 expose le refroidissement évaporatif dans le piège dipolaire croisé, combiné éventuellement au refroidissement Raman et le chapitre 6 présente le schéma de refroidissement Raman d'atomes polarisés et les résultats obtenus avec ce dispositif.

Chapitre 1

Le piège dipolaire croisé

Introduction

Pour obtenir un échantillon d'atomes de grande densité dans l'espace des phases, il faut piéger et refroidir les atomes. Le piégeage nous permet d'augmenter la densité atomique et le refroidissement d'atteindre de grandes longueurs d'onde de de Broglie. Pour des applications par exemple dans le domaine de la métrologie, il est intéressant d'utiliser uniquement des moyens optiques tant pour confiner les atomes que pour les refroidir. En effet, il est important de pouvoir couper rapidement le piège — ce qui peut être fait facilement avec un piège optique en éteignant un faisceau. De plus, ce type de piégeage ne requiert pas de champ magnétique, ce qui est un atout majeur pour des applications comme les horloges à atomes froids [37, 38] pour lesquelles le champ magnétique doit être très voisin de zéro.

Pour pouvoir atteindre une température très basse dans un piège optique, celui-ci ne doit pas être dissipatif : si les atomes piégés diffusent en permanence des photons dans des directions aléatoires, ils sont chauffés par le recul qu'ils encaissent à chaque absorption et à chaque émission. Ainsi, on ne peut pas dans un piège magnéto-optique [5, 6] obtenir une température inférieure à dix fois la température de recul T_{rec} définie par :

$$\frac{1}{2}k_B T_{\text{rec}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{1}{2}mv_{\text{rec}}^2 \quad (1.1)$$

où m est la masse de l'atome et $k = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde de la lumière utilisée pour refroidir ; $v_{\text{rec}} = \hbar k/m$ est la vitesse qu'acquiert un atome initialement au repos lorsqu'il absorbe un unique photon. Cette limite du recul consitue une échelle naturelle dans le refroidissement laser et nous comparerons constamment dans ce mémoire les dispersions en vitesse avec la vitesse de recul (elle vaut 3,5 mm/s pour le césium, la transition considérée étant la raie $D2$ à 852 nm), les températures avec $T_{\text{rec}} = 200$ nK, les énergies avec $E_{\text{rec}} = 1/2mv_{\text{rec}}^2$, les fréquences avec $\Omega_{\text{rec}} = E_{\text{rec}}/\hbar = 2\pi \times 2$ kHz. Un piège dissipatif comme le piège magnéto-optique peut fournir un échantillon initial d'atomes froids, mais il ne convient pas si l'on veut franchir la limite de la température

de recul. En revanche un piège lumineux non dissipatif peut convenir, et le piège dipolaire croisé que nous allons décrire dans ce chapitre en est un exemple. Il est possible d'adapter à des atomes confinés dans ce piège la technique de refroidissement Raman par impulsions, qui a conduit à des températures sub-recul dans une ou deux dimensions sur des atomes libres [28, 39, 30, 40]. Un des avantages de cette technique par rapport au refroidissement évaporatif par exemple est que l'on peut atteindre rapidement une température basse et une densité atomique élevée. Ainsi, il est bien moins crucial que le piège ait une durée de vie très longue, et quelques secondes suffisent. Le refroidissement évaporatif repose en revanche sur la thermalisation des atomes et l'échelle de temps typique du phénomène est le temps de relaxation vers l'équilibre thermodynamique dans le piège. Avec les conditions initiales que l'on peut obtenir à partir d'un piège magnéto-optique, la durée de vie du piège doit être d'au moins quelques dizaines de secondes pour que le refroidissement soit efficace.

1.1 Principe

Pour réaliser un piège lumineux non dissipatif, on peut utiliser le fait que les niveaux d'énergie d'un atome à deux niveaux, séparés de $\hbar\omega_0$ en l'absence de perturbation, sont déplacés lorsque celui-ci se trouve dans un champ lumineux de pulsation ω . La valeur de ce déplacement lumineux ΔE dépend de la pulsation de Rabi $\Omega(\mathbf{r})$ du champ au point \mathbf{r} et de son désaccord $\Delta = \omega - \omega_0$ par rapport à la transition atomique selon la relation [41] :

$$\Delta E = \hbar \frac{\Omega^2(\mathbf{r})}{4\Delta} \quad \text{pour } \Omega, \Delta \gg \Gamma \quad (1.2)$$

Lorsque le champ n'est pas uniforme, l'atome subit une force qui dérive d'une énergie potentielle égale au déplacement lumineux. Cette force dite dipolaire est proportionnelle au gradient de l'intensité lumineuse :

$$\mathbf{F}_{\text{dip}} = -\frac{\hbar}{4\Delta} \nabla \Omega^2(\mathbf{r}) \propto -\frac{1}{\Delta} \nabla I(\mathbf{r}) \quad (1.3)$$

Cette force a pour origine la redistribution par l'atome des photons du champ : l'atome absorbe un photon de vecteur d'onde \mathbf{k} et émet de façon stimulée un photon de vecteur d'onde \mathbf{k}' ; son impulsion change alors de $\Delta \mathbf{p} = \hbar \mathbf{k} - \hbar \mathbf{k}'$. Si le désaccord Δ est positif, la force est dirigée vers les régions de faible intensité. Dans le cas où Δ est négatif — et c'est dans cette situation que nous nous trouverons dans la suite — l'atome est attiré vers les régions de grande intensité lumineuse.

On peut utiliser la force dipolaire pour piéger des atomes. En effet, si l'on focalise un faisceau laser de profil gaussien et de fréquence plus faible que la fréquence de transition d'un atome à deux niveaux, celui-ci peut être confiné au point focal, qui constitue un maximum local de l'intensité, donc un minimum de l'énergie potentielle [14]. Cependant, un tel piège ne peut fonctionner au laboratoire que s'il existe un point

où la force dipolaire est suffisamment intense pour compenser la force de pesanteur, autrement dit si l'énergie potentielle totale, somme de l'énergie potentielle dipolaire et de l'énergie potentielle de pesanteur présente un minimum local. Or, le gradient d'intensité créé par un seul faisceau laser focalisé peut être important dans les directions transverses mais il est bien plus faible le long de l'axe du faisceau, par un facteur $\pi w_0/\lambda$ ¹. En pratique, il est beaucoup plus facile de compenser la gravité si le faisceau piégeant se propage dans un plan horizontal [18]. La forme du nuage atomique piégé est alors celle d'un cigare orienté selon l'axe de propagation du faisceau.

1.2 Réalisation

Pour obtenir un meilleur confinement selon les trois directions de l'espace, nous avons choisi d'utiliser deux faisceaux laser focalisés, de mode gaussien TEM_{0,0}, qui se croisent en leur point focal de col w_0 . Les deux faisceaux sont issus d'un même laser à cristal Nd:YAG, monomode transverse, de puissance maximale 16 W pompé par lampe flash. Ils se propagent dans un plan vertical $\mathcal{P} = xOz$ et font un angle de $\alpha = \pm 53^\circ$ avec l'axe horizontal x (fig. 1.1). On appelle y la direction normale à \mathcal{P} . Avec un tel dispositif, on peut piéger des atomes de césium qui possèdent une transition dipolaire électrique de longueur d'onde 852 nm proche de 1064 nm. On peut également confiner dans le même piège d'autres alcalins comme le rubidium (780 nm), le lithium (671 nm), le sodium (590 nm) et plus généralement tout atome dont la transition dipolaire électrique la plus proche de 1064 nm a une longueur d'onde inférieure. La profondeur du piège n'est pas la même pour tous les atomes puisqu'elle dépend du désaccord du laser Nd:YAG à la transition atomique et de la masse de l'atome (effet de la gravité).

Le point le plus profond du potentiel total, centre du nuage d'atomes piégés, ne correspond pas tout à fait au maximum d'intensité lumineuse : il est déplacé vers le bas par la force de pesanteur mg . La gravité modifie également la profondeur du puits, qui est inférieure au déplacement lumineux d'un seul faisceau² en son foyer U_{\max} . Ces effets restent faibles tant que U_{\max} est grand devant mgw_0 . C'est le cas dans notre piège pour le césium : la puissance du laser dans chaque bras est de 5 W environ et le col w_0 des faisceaux au foyer vaut 80 μm , ce qui conduit à $U_{\max} \simeq k_B \times 110 \mu\text{K}$ et $mgw_0 = k_B \times 12 \mu\text{K}$. Le puits de potentiel a une profondeur de $k_B \times 100 \mu\text{K}$ environ. Les deux sous-niveaux hyperfins de l'état fondamental sont piégés et le potentiel vu par un atome dans chacun de ces niveaux est sensiblement le même³. Le détail du calcul du

1. Il faut comparer le paramètre confocal $b = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ avec le col w_0 .

2. La direction selon laquelle le puits est le moins profond est l'axe de l'un des faisceaux, celui-ci n'exerçant qu'une très faible force le long de son axe de propagation

3. Le déplacement du niveau $|F = 4\rangle$ est de $h \times 500 \text{ Hz}$ plus important que celui de $|F = 3\rangle$ au centre du piège, à comparer avec la profondeur du puits qui est de l'ordre de $h \times 2 \text{ MHz}$: à cause de la structure hyperfine (9,192 GHz), le désaccord vu par les deux sous-niveaux de l'état fondamental est légèrement différent.

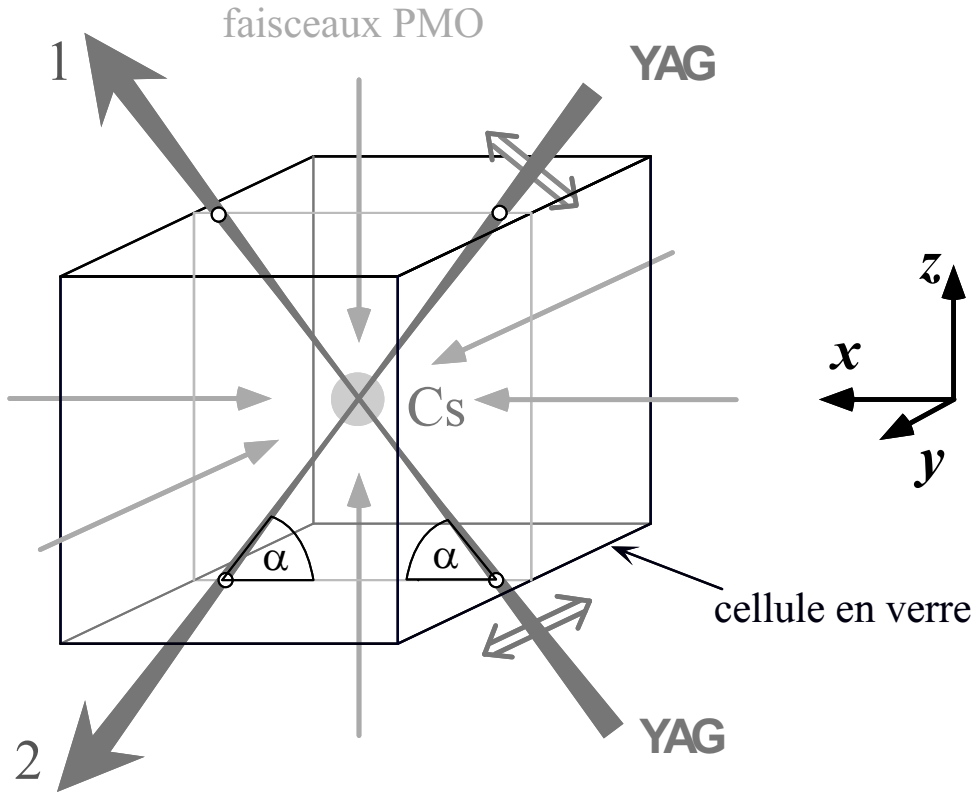


FIG. 1.1 – Configuration des faisceaux YAG et des lasers du piège magnéto-optique : les faisceaux se croisent au centre d’une cellule en verre sous ultra-vide (10^{-9} mbar). Le piège magnéto-optique capture des atomes à partir de la vapeur de césium qui règne dans la cellule. Ces atomes sont ensuite transférés dans le piège dipolaire croisé, à l’intersection des faisceaux YAG. La polarisation de ces derniers est indiquée pour la configuration « lin \perp lin » (voir paragraphe 1.5).

déplacement lumineux sera donné au paragraphe 1.5. Dans la suite, nous appellerons piège dipolaire croisé le système décrit ci-dessus.

Les axes propres du piège sont les axes x , y et z si les deux faisceaux ont même intensité et même col w_0 . Les trois fréquences propres d’oscillation dans le piège dipolaire croisé sont non dégénérées et sont autour de 300 Hz. Elles sont données par :

$$\begin{aligned}
 \Omega_x &= \frac{2 \sin \alpha}{w_0} \sqrt{\frac{U_{\max}}{m}} = 2\pi \times 275 \text{ Hz} \\
 \Omega_y &= \frac{2}{w_0} \sqrt{\frac{U_{\max}}{m}} = 2\pi \times 340 \text{ Hz} \\
 \Omega_z &= \frac{2 \cos \alpha}{w_0} \sqrt{\frac{U_{\max}}{m}} = 2\pi \times 210 \text{ Hz}
 \end{aligned} \tag{1.4}$$

La fréquence la plus élevée (Ω_y) correspond à la direction perpendiculaire aux deux faisceaux.

1.3 Chargement du piège dipolaire

La profondeur du piège dipolaire croisé est insuffisante pour le charger à partir d'une vapeur de césium à température ambiante ; de plus, il est nécessaire d'introduire un mécanisme dissipatif pour que les atomes s'accumulent dans le piège ; nous préparons donc des atomes froids au moyen d'un piège magnéto-optique (PMO). Ce piège est réalisé sur la transition fermée $|6S_{1/2}, F = 4\rangle \longrightarrow |6P_{3/2}, F' = 5\rangle$ de la raie $D2$, la largeur radiative du niveau excité $\hbar\Gamma$ étant suffisamment élevée ($\Gamma = 2\pi \times 5,3$ MHz) pour que le mécanisme de refroidissement soit efficace. Un schéma des niveaux utiles pour le piège magnéto-optique est présenté sur la figure 1.2. Six faisceaux lasers issus d'une même diode, de fréquence asservie 2 ou 3 Γ en-dessous de la résonance, se croisent au centre d'une cellule cubique en verre (fig. 1.1). Un laser repompeur, accordé sur la transition $|6S_{1/2}, F = 3\rangle \longrightarrow |6P_{3/2}, F' = 3\rangle$, est mélangé au laser de refroidissement et empêche les atomes de s'accumuler dans l'état $|6S_{1/2}, F = 3\rangle$ qui n'est pas refroidi. Deux bobines d'axe vertical en configuration anti-Helmholtz complètent le dispositif du PMO. Un blindage en μ -metal autour de la cellule permet de réduire d'un facteur 40 les champs magnétiques statiques et de se débarrasser des fluctuations de champ magnétique⁴. Des bobines extérieures en configuration Helmholtz nous permettent ensuite de compenser le champ statique résiduel à quelques centaines de microGauss près. La pression de césium dans la cellule est de quelques 10^{-9} torr (10^{-7} Pa), ce qui correspond à un temps de chargement du PMO de l'ordre de la seconde. Après une seconde, nous disposons de 10^8 atomes environ dans un volume de l'ordre du mm^3 . Notre but est alors de couper le PMO en transférant le plus efficacement possible ces atomes dans le piège dipolaire croisé.

Pour cela, le piège magnéto-optique doit être bien superposé avec le croisement des faisceaux YAG. De plus, le volume de capture du piège dipolaire est de l'ordre du cube de son col ($80 \mu\text{m}$)³, ce qui est bien inférieur au volume du PMO. Seuls les atomes à l'intersection des deux pièges seront transférés vers le piège dipolaire, et nous devons donc augmenter la densité atomique au centre du PMO pour accroître le nombre d'atomes transférés. Pour cela, nous utilisons la séquence temporelle suivante : 100 ms avant la coupure du piège magnéto-optique, nous allumons le laser YAG, nous augmentons le gradient de champ magnétique et nous diminuons l'intensité des faisceaux du PMO. Cela a pour but de comprimer le piège magnéto-optique et de commencer progressivement le chargement dans le piège dipolaire croisé. Puis 25 ms avant la coupure du PMO, nous augmentons le désaccord des faisceaux du PMO jusqu'à -10Γ et nous réduisons la puissance du repompeur par un facteur 30. Les atomes sont alors plus

4. Le blindage atténue les champs oscillant d'un facteur supérieur à 100, ils sont donc inférieurs à quelques dizaines de microGauss dans la cellule, ce qui est amplement suffisant pour notre application.

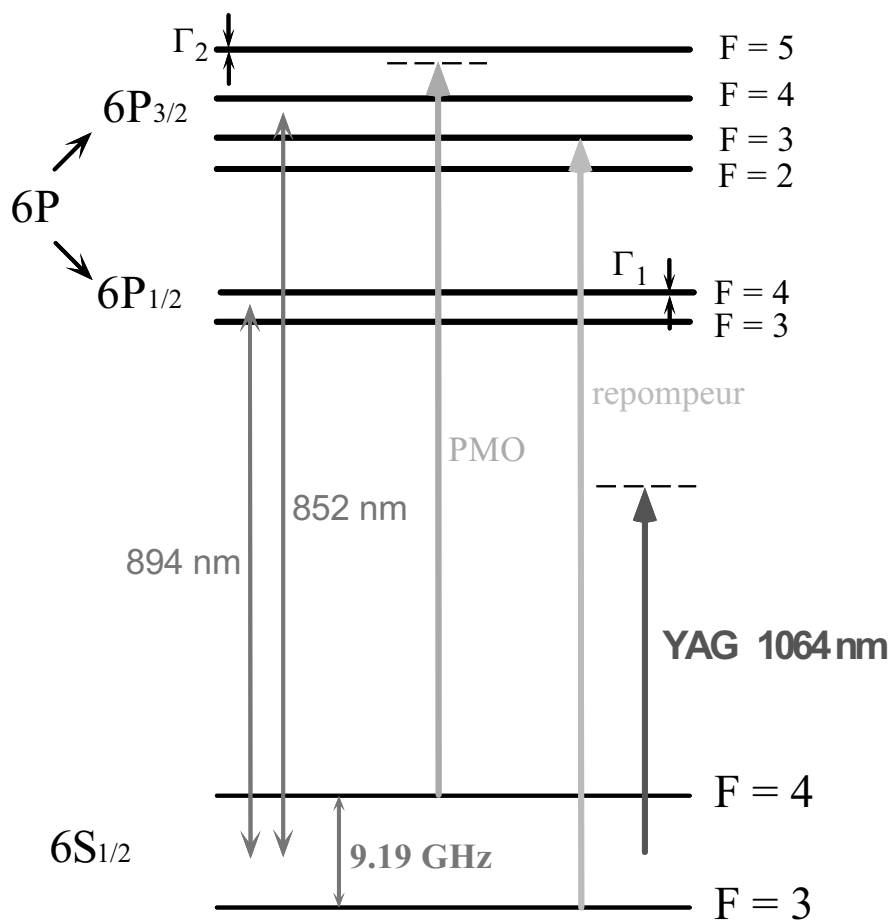


FIG. 1.2 – Schéma des niveaux du césium pertinents pour le refroidissement laser et le piégeage. Le laser YAG est désaccordé vers le rouge très loin de la résonance.

froids (ils tombent au fond du puits créé par le laser YAG) et ils sont progressivement pompés dans le sous-niveau hyperfin $|6S_{1/2}, F=3\rangle$. Dans ce niveau, la densité n'est pas limitée par la diffusion multiple de photons et les atomes s'accumulent dans le piège dipolaire. A la fin de cette séquence, on peut collecter jusqu'à un million d'atomes avec une densité au centre de quelques 10^{12} atomes par cm^3 .

1.4 Détection

Pour mesurer le nombre d'atomes piégés, la taille du nuage atomique, sa densité, nous avons mis au point deux systèmes de détection indépendants, l'un utilisant la fluorescence des atomes induite par un faisceau résonnant (sonde par fluorescence), l'autre l'image de l'ombre d'un faisceau résonnant absorbé par le nuage atomique.

Nous allons maintenant décrire en détail ces deux techniques.

1.4.1 Sonde par fluorescence

Pour obtenir le nombre d'atomes dans le nuage au centre de la cellule, on mesure le nombre de photons diffusés par seconde quand les atomes se trouvent dans le champ d'un faisceau sonde homogène de fréquence ω proche de la résonance. Le taux d'émission de photons (égal au taux d'absorption) pour un atome à deux niveaux vaut :

$$\Gamma_{\text{spont}} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \quad (1.5)$$

où s est le paramètre de saturation relié à la fréquence de Rabi Ω du faisceau sonde et à son désaccord δ par rapport à la transition atomique selon :

$$s = \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (1.6)$$

L'intensité du faisceau et son désaccord étant mesurés par ailleurs, Γ_{spont} est connu et la puissance P reçue par une photodiode qui voit le nuage sous un angle solide A est directement proportionnelle au nombre d'atomes N :

$$P = N\hbar\omega A\Gamma_{\text{spont}} = N\hbar\omega A \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \quad (1.7)$$

Dans l'expérience présentée ici, nous utilisons un faisceau sonde polarisé σ^+ décalé de $\delta = -\Gamma/2$ par rapport à la transition cyclante $|F = 4, m = 4\rangle \rightarrow |F' = 5, m = 5\rangle$. Le modèle de l'atome à deux niveaux est adapté à notre cas puisque les atomes sont pompés rapidement dans l'état $|F = 4, m = 4\rangle$. Nous pouvons mesurer soit le nombre d'atomes dans l'état $|F = 4\rangle$, soit le nombre total d'atomes dans les deux sous-niveaux $|F = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle$ en allumant le laser repompeur en même temps que le laser sonde. Les photons de fluorescence sont collectés par une lentille de courte focale qui fait l'image du nuage sur une photodiode (figure 1.3). Le faisceau sonde se propage selon la direction $+z$ et est réfléchi sur lui-même après un premier passage à travers le nuage. En effet les atomes, qui absorbent et émettent des photons à un taux élevé, acquièrent rapidement une vitesse importante dans la direction de la sonde et sortiraient du faisceau en une centaine de micro-secondes si nous n'utilisions pas une géométrie d'onde stationnaire. Avec ce montage, le signal dure 2 à 3 ms. Il est proportionnel à la puissance lumineuse reçue par la photodiode, c'est donc sa valeur initiale (lorsqu'aucun atome n'a encore quitté le faisceau) qui nous renseigne sur le nombre d'atomes. Le faisceau sonde est légèrement convergent pour que l'intensité sur les atomes soit la même à l'aller et au retour⁵. Le rapport signal sur bruit de notre système de détection est de 50 environ pour 200 000 atomes.

5. On compense ainsi les pertes subies à la traversée de la cellule en verre (qui n'est traitée anti-reflet que sur ses faces externes) ou à la réflexion sur les miroirs. De plus, une partie des photons a déjà été diffusée à l'aller et il en manque autant dans le faisceau retour.

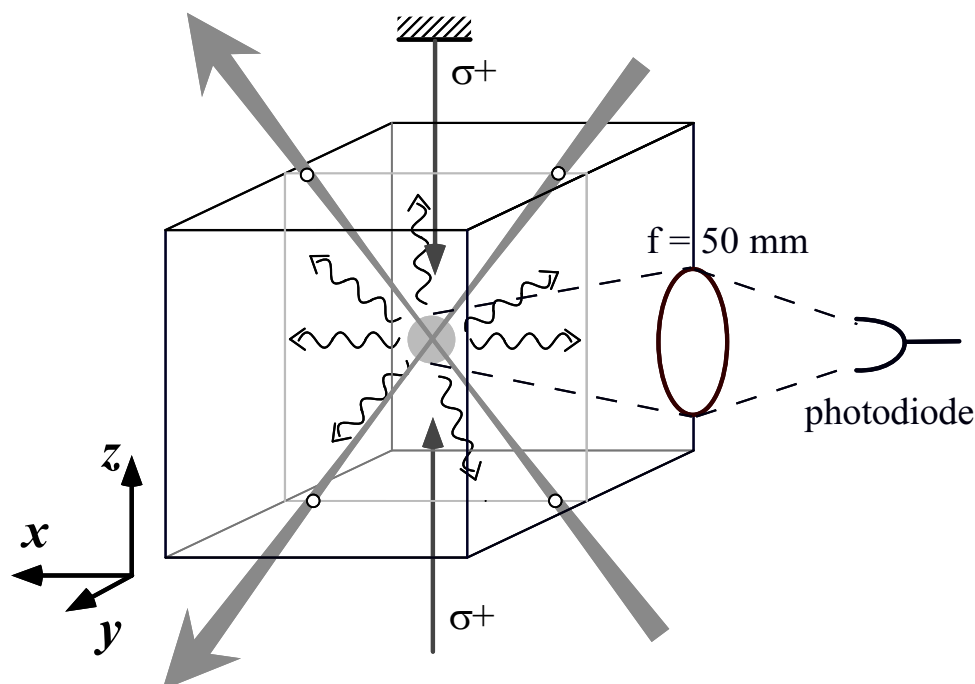


FIG. 1.3 – *Système de détection par fluorescence: la lumière de fluorescence induite par une sonde résonnante polarisée σ^+ est récoltée par une lentille de focale 50 mm qui fait l'image du piège sur une photodiode.*

1.4.2 Imagerie par absorption

Pour obtenir la taille du nuage, la température des atomes ou les fréquences d'oscillation dans le piège croisé, nous utilisons une imagerie par absorption [11, 12]. Un faisceau à résonance sur la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$, dirigé selon l'axe $x - y$ dans un plan horizontal, illumine les atomes pendant une durée brève (entre 15 et 40 μs). A l'aide d'une lentille, nous faisons l'image du nuage atomique sur une caméra CCD⁶ placée dans l'axe du faisceau à la sortie de la cellule (fig. 1.4). On enregistre alors l'image de l'ombre des atomes dans le faisceau. En faisant le quotient de cette image avec une image de référence prise en l'absence d'atome, on obtient une carte bidimensionnelle de l'absorption du faisceau sonde par le nuage, sorte de photographie des atomes. Un filtre coupant la lumière à 1,06 μm mais laissant passer les photons à 850 nm permet de faire des images alors que le laser YAG est encore allumé. Nous pouvons ici encore détecter soit l'ensemble des atomes, soit les atomes de l'état $|F = 4\rangle$ seulement en allumant ou non le repompeur quelques millisecondes avant le flash.

Pour obtenir la température du nuage, on utilise la technique du temps de vol: on coupe le piège dipolaire croisé quelques millisecondes avant de prendre une image. Le

6. Charged Coupled Device

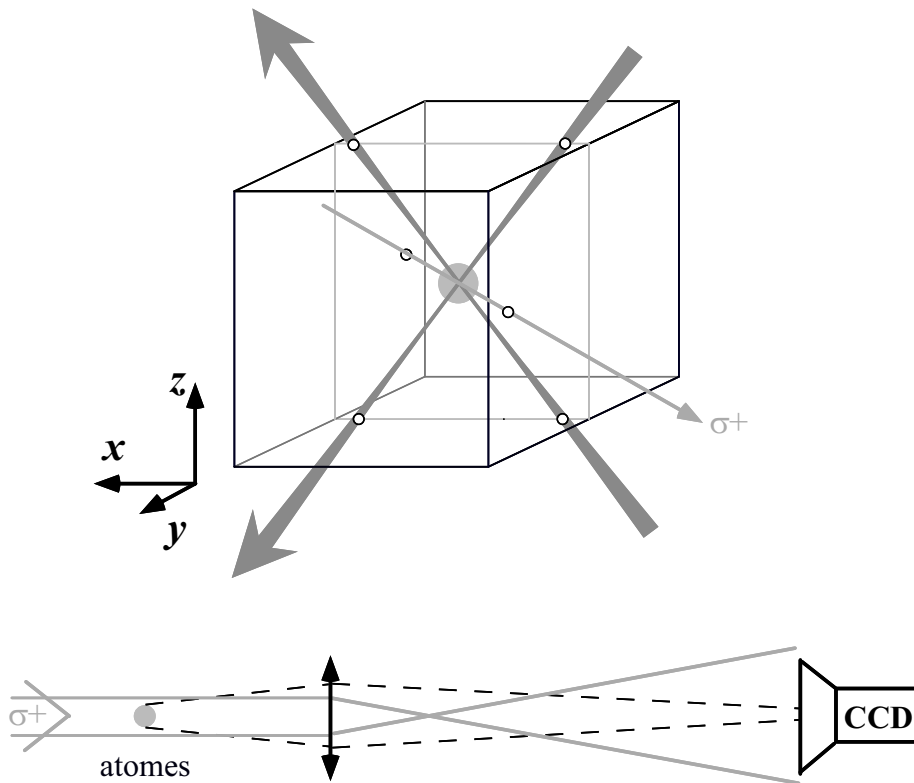


FIG. 1.4 – *Système de détection par absorption : un flash de lumière résonnante provenant d'un faisceau horizontal polarisé σ^+ illumine les atomes. On fait l'image du piège sur une caméra CCD avec un grandissement 4 à l'aide d'une lentille de focale 150 mm. L'image prise par la caméra est une photographie de l'ombre des atomes dans le faisceau.*

nuage s'étend balistiquement, et si l'on attend jusqu'à ce que la taille du nuage soit trois à quatre fois sa taille initiale, la distribution en position des atomes reflète directement la distribution en vitesse initiale. Avec ce système, on peut également obtenir le nombre d'atomes dans le nuage en le reliant à la puissance absorbée (éq. 1.7). Les deux méthodes donnent des résultats compatibles. Un exemple d'images obtenues par cette méthode est présenté sur la figure 1.5 : la première montre les atomes piégés par le faisceau YAG quelques millisecondes seulement après la coupure du piège magnéto-optique (l'image est prise avant la coupure du piège croisé) : les atomes qui se trouvaient initialement à l'intersection des faisceaux YAG sont piégés et seront présents jusqu'à 1 à 2 seconde plus tard, comme le montre la seconde image ; les autres tombent dans le champ de pesanteur, de préférence le long des faisceaux YAG qui les confinent à deux dimensions. La dernière image est prise après un temps de vol de 4 ms (la largeur de la distribution de vitesse correspondante est $9 v_{\text{rec}}$).

Avec ce même système, nous pouvons également mesurer les fréquences d'oscillation

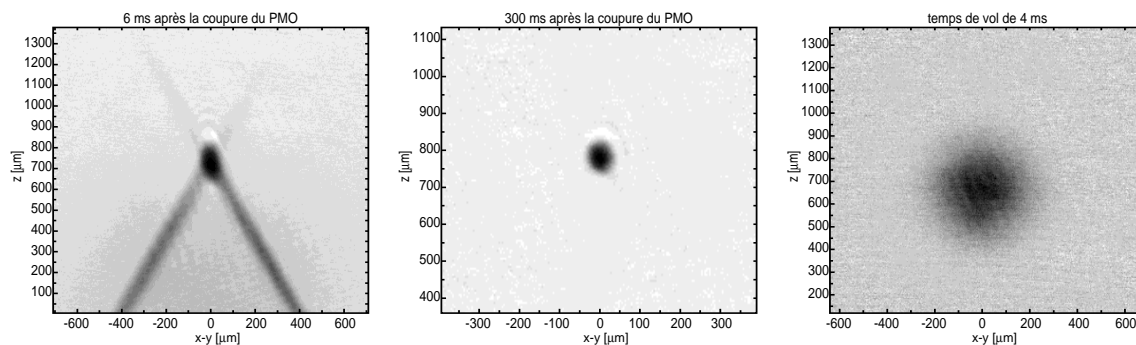


FIG. 1.5 – (a) : image du piège dipolaire croisé prise 5 ms après la coupure du piège magnéto-optique : les atomes qui ne se trouvaient pas initialement à l'intersection des deux faisceaux YAG tombent dans le champ de pesanteur. (b) : après 300 ms dans le piège dipolaire croisé, ne sont visibles que les atomes piégés (configuration « lin \perp lin ») ; ils vont rester confinés pendant une à deux secondes. (c) : image après un temps de vol de 4 ms ; la largeur observée est proportionnelle à la largeur initiale de la distribution des vitesses.

dans le piège croisé. Pour ce faire, nous éteignons le faisceau YAG pendant un temps bref (une à deux millisecondes). Les atomes libres commencent à suivre une trajectoire balistique, le nuage s'étend. Puis, nous rallumons le laser YAG. Le nuage n'est pas à l'équilibre thermodynamique (la distribution en position est trop large par rapport à la température) et la taille du nuage oscille avec une fréquence double de la fréquence d'oscillation dans le piège. Nous recommençons l'expérience en prenant une image à des intervalles de temps variables après le début de l'oscillation. Nous pouvons alors reconstituer celle-ci. Comme nous observons selon la direction $x - y$, l'oscillation selon l'axe propre z nous est directement accessible alors que la direction horizontale est un mélange des deux axes propres. Connaissant théoriquement les rapports entre les fréquences d'oscillation, nous pouvons les mesurer avec une incertitude de 20 %. La connaissance de la vitesse quadratique moyenne v (mesurée par temps de vol) et des fréquences d'oscillation nous permet de calculer la largeur de la distribution en position. De celle-ci et du nombre d'atomes, nous pouvons déduire la densité atomique⁷ :

$$n_{\text{at}} = \frac{N}{(2\pi)^{3/2}\sigma_x\sigma_y\sigma_z} = \frac{N\Omega_x\Omega_y\Omega_z}{(2\pi)^{3/2}v^3} \quad (1.8)$$

Celle-ci est de l'ordre de 10^{12} atomes/cm³ lorsque les atomes viennent d'être transférés du piège magnéto-optique vers le piège dipolaire croisé.

7. Nous n'utilisons pas la mesure directe de la taille du nuage confiné dans le piège dipolaire croisé : la densité y est très élevée et l'image est déformée (le nuage apparaît plus gros qu'il ne l'est en réalité), les atomes jouant le rôle de milieu dispersif pour la lumière de la sonde.

1.5 Trois configurations de piégeage

Nous n'avons pas parlé jusqu'à présent des polarisations des deux faisceaux YAG. Elles jouent pourtant un rôle très important pour la forme du potentiel piégeant. Nous allons voir dans ce paragraphe qu'il est possible de créer, en plus d'un confinement dans les directions horizontales, un réseau selon l'axe z . Nous avons tiré partie de ce réseau pour faire du refroidissement par bandes latérales (voir chapitre 3). Il est possible également de supprimer cet effet pour travailler avec un piège « lisse », simple puits à trois dimensions.

Calculons en effet le déplacement lumineux résultant du couplage dipolaire entre un atome de césium dans l'état fondamental et le champ lumineux des deux faisceaux YAG. Les polarisations de ces faisceaux sont toujours linéaires pour notre expérience. Nous les noterons ϵ_1 et ϵ_2 pour les faisceaux 1 (montant) et 2 (descendant) respectivement. Nous avons étudié deux configurations de polarisation distinctes (voir figure 1.1). Dans un cas, que nous appellerons le cas « lin || lin » dans la suite, les polarisations sont parallèles entre elles et alignées avec l'axe y orthogonal au plan \mathcal{P} contenant les deux faisceaux ($\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_y$). Dans l'autre, elles sont orthogonales, l'une restant selon y ($\epsilon_1 = \epsilon_y$) et l'autre étant contenue dans le plan \mathcal{P} ($\epsilon_2 \perp \epsilon_y$); ce dernier cas sera dénommé « lin \perp lin ». Dans les deux cas, les vecteurs d'ondes des deux bras restent

$$\mathbf{k}_1 = k_Y(\cos \alpha \mathbf{e}_x + \sin \alpha \mathbf{e}_z) \quad (1.9)$$

$$\mathbf{k}_2 = k_Y(\cos \alpha \mathbf{e}_x - \sin \alpha \mathbf{e}_z) \quad (1.10)$$

où $k_Y = 2\pi/\lambda_Y$ est le nombre d'onde associé au laser YAG. Le champ électrique complexe total associé aux deux faisceaux a pour expression :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) = \mathcal{E}_1(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t)} \epsilon_y + \mathcal{E}_2(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)} \epsilon_2 \quad (1.11)$$

On s'est placé dans le cas général où les pulsations respectives ω_1 et ω_2 des faisceaux 1 et 2 pourraient être différentes ($\omega_1 - \omega_2 = \Delta\omega$). Si l'on néglige le gradient d'intensité d'un faisceau le long de son axe de propagation (il est bien plus faible que le gradient transverse⁸), $\mathcal{E}_i(\mathbf{r})$ contient le profil transverse du champ électrique :

$$\mathcal{E}_i(\mathbf{r}) = \mathcal{E}_0 e^{-\frac{r_{\perp i}^2}{w_0^2}} \quad i = 1, 2 \quad (1.12)$$

où w_0 est le col de l'un des faisceaux et $r_{\perp i}$ est la composante de \mathbf{r} orthogonale à \mathbf{k}_i .

8. On peut faire cette approximation si le paramètre $\frac{\lambda_Y \xi}{\pi w_0^2}$ est très petit devant 1 : ξ est la distance des atomes au point focal dans la direction des faisceaux et n'excède pas dans notre expérience $3 w_0$ donc ce paramètre est inférieur à $\lambda_Y/w_0 = 0,013$. On peut alors légitimement négliger la variation longitudinale de l'intensité du faisceau.

L'intensité totale est proportionnelle à :

$$\begin{aligned}
I(\mathbf{r}, t) &\propto |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 \propto \left| \mathcal{E}_1(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t)} \epsilon_y + \mathcal{E}_2(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)} \epsilon_2 \right|^2 \\
&\propto \mathcal{E}_1^2(\mathbf{r}) + \mathcal{E}_2^2(\mathbf{r}) + 2 \Re \left(\mathcal{E}_1(\mathbf{r}) \mathcal{E}_2(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r}} e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} \epsilon_y \cdot \epsilon_2^* \right) \\
I(\mathbf{r}, t) &= I_1(\mathbf{r}) + I_2(\mathbf{r}) + 2 \sqrt{I_1(\mathbf{r}) I_2(\mathbf{r})} \cos(2k_Y \sin \alpha z - \Delta\omega t) \delta_{y,2}
\end{aligned} \tag{1.13}$$

où $\delta_{y,2}$ vaut 1 dans le cas « lin || lin » ($\epsilon_2 = \epsilon_y$) et 0 dans le cas « lin \perp lin » ($\epsilon_2 \perp \epsilon_y$).

La « troisième » configuration étudiée correspond au cas où $\Delta\omega$ est non nul et suffisamment élevé pour que toute structure d'interférence soit modulée trop vite pour que les atomes suivent. On a affaire alors à un piège dipolaire standard, le déplacement lumineux étant proportionnel à la somme des intensités de chaque faisceau. Nous la désignerons par le terme de piège dipolaire croisé « lisse » ou configuration « lisse ».

1.5.1 Configuration « lin || lin »

Dans le cas « lin || lin », le champ total est simplement polarisé linéairement selon y . Le hamiltonien de déplacement lumineux, proportionnel à $\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}$, est donc scalaire et vaut :

$$H_0^{\parallel} = \frac{\hbar}{4} \left(\frac{1}{3\Delta_1} + \frac{2}{3\Delta_2} \right) \left(\Omega_1^2(\mathbf{r}) + \Omega_2^2(\mathbf{r}) + 2 \Omega_1(\mathbf{r}) \Omega_2(\mathbf{r}) \cos(2k_Y \sin \alpha z - \Delta\omega t) \right)$$

où Ω_1 et Ω_2 sont les pulsations de Rabi des deux faisceaux YAG, Δ_1 et Δ_2 les désaccords du laser YAG par rapport aux raies $D1$ et $D2$. L'effet est le même pour tous les sous-niveaux de l'état fondamental et l'énergie potentielle est proportionnelle à l'intensité lumineuse. Si les pulsations ω_1 et ω_2 des deux faisceaux sont identiques ($\Delta\omega = 0$), l'intensité totale est modulée selon z avec une période $a = \frac{\lambda_Y}{2 \sin \alpha} = 665$ nm et une amplitude qui dépend du point considéré. Dans les deux plans médiateurs des faisceaux xOy et yOz où $\mathcal{E}_1(\mathbf{r}) = \mathcal{E}_2(\mathbf{r})$, l'intensité est modulée entre zéro et une valeur maximale qui dépend de la distance au centre O . Cela conduit à des gradients d'intensité très élevés (de l'ordre de I_0/a) et la force de gravité est compensée même loin du centre. Dans l'aile du faisceau 1 (si $r_{\perp 1}$ vaut quelques w_0) et au centre du faisceau 2 ($r_{\perp 2} \ll w_0$), le produit $\mathcal{E}_1(\mathbf{r})\mathcal{E}_2(\mathbf{r})$ est encore suffisant pour que la force dipolaire (qui agit sur a) compense la force de pesanteur. Les atomes de césium piégés occupent alors un nuage en forme de X, comme l'illustre la figure 1.6⁹.

En revanche, si ω_1 et ω_2 sont suffisamment différentes pour que les atomes ne puissent pas suivre l'évolution temporelle du potentiel (par exemple $\Delta\omega = 2\pi \times 100$ MHz), seule la moyenne de celui-ci est à considérer : les atomes sont confinés dans un puits unique et l'énergie potentielle est proportionnelle à $I_1(\mathbf{r}) + I_2(\mathbf{r})$: c'est la configuration « lisse ».

9. On a vu au paragraphe 1.4 comment cette image a été réalisée.

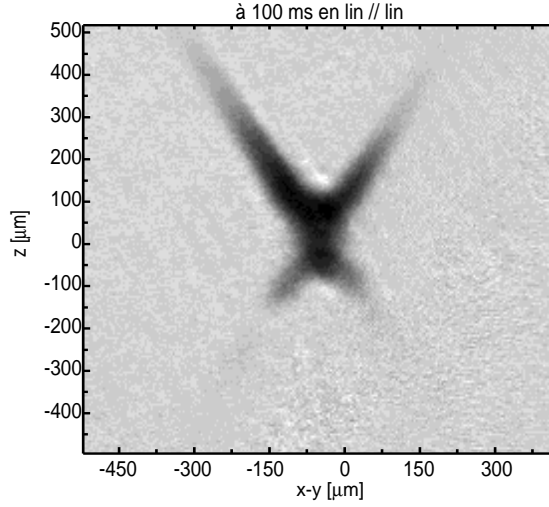


FIG. 1.6 – Atomes de césium confinés dans le piège dipolaire croisé, dans le cas où les faisceaux YAG ont des polarisations linéaires parallèles entre elles (cas « lin || lin »). Le potentiel modulé compense la gravité même loin du croisement, ce qui explique la forme de X du nuage. L'image est prise 100 ms après la coupure du piège magnéto-optique.

1.5.2 Configuration « lin \perp lin »

Dans le cas « lin \perp lin », l'intensité n'est plus modulée sur l'échelle a : elle est simplement la somme des intensités de chaque faisceau indépendamment de l'autre. En revanche, la polarisation du champ total au point \mathbf{r} est modulée, de façon statique si $\Delta\omega$ est nul. En effet, le champ électrique vaut :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \mathcal{E}_1(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t)} \epsilon_y + \mathcal{E}_2(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)} \epsilon_z \\ &\propto \mathcal{E}_1(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r} / 2} e^{-i(\omega_1 - \omega_2) t / 2} \epsilon_y + \mathcal{E}_2(\mathbf{r}) e^{-i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r} / 2} e^{i(\omega_1 - \omega_2) t / 2} \epsilon_z \\ &\propto \cos\left(\frac{\pi z}{a} - \frac{\Delta\omega t}{2}\right) (\mathcal{E}_1 \epsilon_y + \mathcal{E}_2 \epsilon_z) + i \sin\left(\frac{\pi z}{a} - \frac{\Delta\omega t}{2}\right) (\mathcal{E}_1 \epsilon_y - \mathcal{E}_2 \epsilon_z) \end{aligned} \quad (1.14)$$

La polarisation varie donc sur l'échelle de a , entraînant une modulation du déplacement lumineux sur la même échelle. Celui-ci est la somme d'un terme scalaire $H_0^\perp(\mathbf{r})$ proportionnel à l'intensité en \mathbf{r} et d'un terme $H_1^\perp(\mathbf{r})$ modulé équivalent à un champ magnétique aligné avec le faisceau 2. Le calcul complet du hamiltonien est donné à l'annexe A. Discutons simplement ici le résultat, l'axe de quantification étant l'axe de propagation du faisceau 2, imposé par le champ magnétique fictif :

$$\begin{aligned} H_0^\perp(\mathbf{r}) &= \frac{\hbar}{4} \left(\Omega_1^2(\mathbf{r}) + \Omega_2^2(\mathbf{r}) \right) \left(\frac{1}{3\Delta_1} + \frac{2}{3\Delta_2} \right) \\ \langle F, m | H_1^\perp(\mathbf{r}, t) | F, m \rangle &= (\delta_{F,4} - \delta_{F,3}) \frac{m \hbar}{4} \Omega_1(\mathbf{r}) \Omega_2(\mathbf{r}) \left(\frac{2}{3\Delta_1} - \frac{2}{3\Delta_2} \right) \sin\left(\frac{2\pi z}{a} - \Delta\omega t\right) \end{aligned} \quad (1.15)$$

Le hamiltonien comporte donc même dans le cas « lin \perp lin » une partie modulée sur l'échelle de a , indépendante du temps si $\Delta\omega$ est nul. Cependant, alors que l'amplitude de modulation pouvait atteindre 100% dans le cas « lin \parallel lin », elle est ici inférieure à $A_{\max}(\mathbf{r})$ obtenue lorsque $\Omega_1(\mathbf{r}) = \Omega_2(\mathbf{r})$ et $m = 4$:

$$A_{\max}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\Omega_1^2(\mathbf{r})}{4} \left(\frac{2}{3\Delta_1} - \frac{2}{3\Delta_2} \right) \quad (1.16)$$

$$A_{\max}(\mathbf{r}) = \frac{\Delta_2 - \Delta_1}{\Delta_2 + 2\Delta_1} H_0^\perp(\mathbf{r}) = \beta_{\text{mod}} H_0^\perp(\mathbf{r}) = 0,093 H_0^\perp(\mathbf{r})$$

La modulation reste donc faible partout devant la profondeur totale du potentiel, mais elle n'est pas négligeable à basse température, $A_{\max}(\mathbf{r})$ étant de l'ordre de $k_B \times 15 \mu\text{K}$ au centre du piège pour le niveau $|F = 3, m = 3\rangle$, ce qui correspond à des micro-puits de profondeur $k_B \times 30 \mu\text{K}$. De plus, remarquons que le signe de la modulation est opposé dans les deux sous-niveaux hyperfins fondamentaux $|F = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle$: un puits de $|F = 3, m\rangle$ est superposé avec un sommet de potentiel pour $|F = 4, m\rangle$. Nous verrons au chapitre 3 comment tirer partie de cette modulation pour refroidir les atomes. Notons également que la profondeur totale est quatre fois plus faible environ dans le cas « lin \perp lin » que dans le cas « lin \parallel lin », en présence de modulation. Le nombre d'atomes piégés est deux fois plus petit car le volume de capture est inférieur.

Si en revanche $\Delta\omega$ est non nul (par exemple $\Delta\omega = 2\pi \times 100 \text{ MHz}$), le terme modulé se moyenne à zéro et le déplacement lumineux se limite à $H_0^\perp(\mathbf{r})$. On retrouve la même configuration « lisse » que dans le cas « lin \parallel lin ».

La figure 1.7 résume l'allure du potentiel piégeant dans les trois cas, en coupe selon z . Ce n'est pas la direction dans laquelle se trouve le col qui limite la profondeur du puits: la profondeur réelle le long de l'un des faisceaux est environ deux fois plus faible que la profondeur le long de l'axe z . En trait gras est indiqué le potentiel en configuration « lisse ». Les limites de la modulation sont en trait pointillé pour chacun des cas « lin \parallel lin » et « lin \perp lin ».

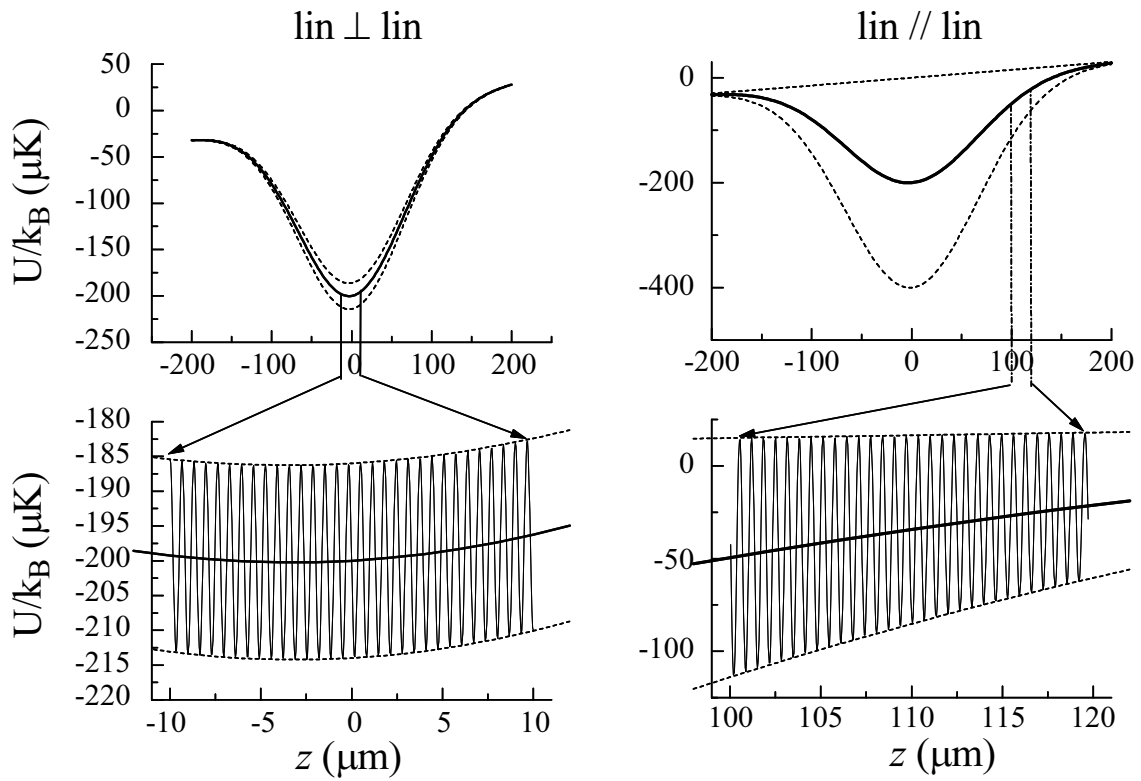


FIG. 1.7 – Potentiel de piégeage en coupe selon z dans les deux configurations de polarisation. En trait gras, on a représenté le potentiel non modulé, tel que le voient les atomes si $\Delta\omega$ est non nul (configuration « lisse »). En « lin \perp lin », la modulation ne concerne qu'une fraction du potentiel et dépend du sous-niveau magnétique m . Le potentiel est représenté pour le niveau $m_F = 3$ de l'état fondamental $F = 3$. En « lin \parallel lin », la modulation est d'amplitude maximale.

Chapitre 2

Transition Raman

Introduction

La transition Raman stimulée à deux photons entre les sous-niveaux hyperfins de l'état fondamental $|6S_{1/2}\rangle$ représente l'un des outils très performants que nous utilisons dans toutes les expériences présentées dans ce mémoire. Sélectionner une classe d'atomes d'énergie (ou de vitesse) donnée n'est possible qu'à la largeur naturelle près si l'on utilise une transition dipolaire. En revanche, une impulsion lumineuse de durée τ d'une paire de lasers Raman induit une transition entre l'état $|F = 3\rangle$ et l'état $|F = 4\rangle$ pour des atomes d'énergie très bien définie — ou de vitesse très bien contrôlée s'il y a un effet Doppler. Comme les deux niveaux hyperfins ont une durée de vie extrêmement longue, la précision obtenue est limitée seulement par la largeur Fourier de l'excitation : elle est inversement proportionnelle à τ et peut être aussi faible que 500 Hz pour une impulsion de 2 ms dans notre expérience. Cela correspond à une sélectivité en énergie de $k_B \times 24$ nK si les faisceaux se propagent dans le même sens, et à une sélectivité en vitesse de $v_{\text{rec}}/16$ s'ils se propagent en sens opposés. Nous ferons référence à maintes reprises à l'utilisation de transitions Raman stimulées tout au long de ce mémoire, et il nous a semblé important de présenter en détail le dispositif expérimental permettant de réaliser une transition Raman, ainsi que l'usage que nous en faisons.

Nous verrons dans ce chapitre comment relier le profil de l'intensité (et du désaccord) des faisceaux en fonction du temps à la probabilité de transition des atomes de $|F = 3\rangle$ à $|F = 4\rangle$. Les impulsions traditionnellement utilisées sont les *impulsions créneau* et les *impulsions Blackman*. Nous avons développé une nouvelle forme d'impulsion, l'impulsion *Blackman balayée*, fondée sur l'utilisation d'un transfert adiabatique des atomes d'un sous-niveau hyperfin à l'autre. Cela permet de réaliser un profil d'excitation en fonction du désaccord voisin d'un créneau, ce qui peut remplacer avantageusement une succession d'impulsions Blackman à différents désaccords. De plus, l'efficacité de ces impulsions est supérieure à celle des impulsions créneau ou Blackman

dans notre système où coexistent plusieurs fréquences de Rabi¹. Nous insistons donc dans ce chapitre sur la réalisation de ces nouvelles impulsions et sur les caractéristiques de leur profil d'excitation en fonction des différents paramètres (durée, amplitude...).

2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental que nous utilisons pour nos expériences a été mis au point par Jakob Reichel au cours de son travail de thèse [40]. Les faisceaux Raman sont issus de deux diodes laser, injectées par deux diodes « maîtresses » dont la différence en fréquence est asservie en phase à la fréquence horloge (écart hyperfin entre les deux sous-niveaux fondamentaux) $\Delta_{\text{SHF}} = 2\pi \times 9\,192\,631\,770$ Hz, à un désaccord réglable δ_R près défini par $\omega_{R1} - \omega_{R2} = \Delta_{\text{SHF}} + \delta_R$. Le désaccord des faisceaux Raman par rapport à la raie $D2$ est $\Delta_R = -2\pi \times 25$ GHz (figure 2.1), ce qui est grand par rapport à la structure hyperfine du niveau excité (de l'ordre du GHz). Il y a donc très peu d'excitation directe à un photon², les faisceaux étant loin de la résonance. En effet, le couplage Raman est proportionnel à $\Omega_{R1}\Omega_{R2}/\Delta_R$ où Ω_{R1} et Ω_{R2} sont les pulsations de Rabi des faisceaux Raman, alors que le taux de photons spontanés est proportionnel à $(\Omega_{R1}^2 + \Omega_{R2}^2)/\Delta_R^2$. On a intérêt, pour favoriser l'émission stimulée, à choisir une intensité élevée et un grand désaccord Δ_R .

Après injection par les diodes maîtresses, chaque faisceau Raman est couplé dans une fibre optique polarisante (figure 2.2). À la sortie des fibres, les faisceaux sont colimatés et sont dirigés vers la cellule en verre. Leur trajet exact — notamment leur orientation respective — varie selon l'usage que nous en faisons. Leur polarisation est en général linéaire³ et les deux polarisations sont toujours orthogonales entre elles. La puissance maximale de chaque faisceau à la sortie des fibres est de 25 mW environ. Leur taille transversale est de 2 mm au centre de la cellule, ce qui est bien plus grand que la taille du nuage atomique confiné dans le piège dipolaire croisé, mais bien plus petit que pour des expériences sur les atomes libres où l'on doit éclairer un gros nuage⁴. La puissance des faisceaux peut donc être moindre que pour les expériences de refroidissement Raman sur les atomes libres [39, 30, 40, 42].

La forme des impulsions, leur durée, leur désaccord sont contrôlés par des modulateurs acousto-optiques commandés par ordinateur (figure 2.2). Pour que le taux de répétition des impulsions puisse être important — plus élevé notamment que la fréquence d'horloge utilisée par l'ordinateur qui gère l'expérience — nous stockons toutes les informations concernant les séquences d'impulsions Raman dans un générateur de profil d'intensité arbitraire, qui est déclenché par l'ordinateur au début d'une séquence. On peut ainsi obtenir une résolution de 0,1 μs ce qui est suffisant pour notre

1. La fréquence de Rabi pour la transition $|F = 3, m\rangle \rightarrow |F = 4, m'\rangle$ dépend de m et m' .

2. Pour une impulsion créneau de 300 μs et d'amplitude maximale, 5 % environ des atomes font une transition Raman spontanée.

3. Ce ne sera pas le cas pour les expériences décrites au chapitre 6.

4. Le refroidissement s'arrête lorsque les atomes sortent des faisceaux.

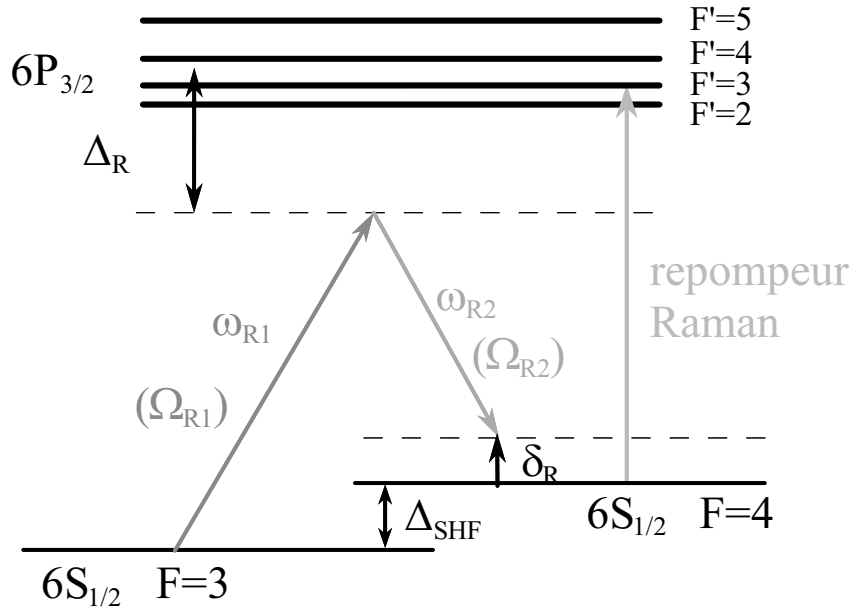


FIG. 2.1 – Schéma des niveaux du césium utilisés pour les transitions Raman. La transition a lieu entre les sous-niveaux hyperfins $|F = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle$ de l'état fondamental $|6S_{1/2}\rangle$. Les atomes absorbent un photon de fréquence ω_{R1} et émettent de façon stimulée un photon de fréquence ω_{R2} . Le désaccord Raman δ_R est défini par $\omega_{R1} - \omega_{R2} = \Delta_{SHF} + \delta_R$. Les faisceaux ont pour pulsation de Rabi Ω_{R1} et Ω_{R2} respectivement et sont désaccordés de Δ_R par rapport à la résonance. Le repompeur Raman permet de ramener les atomes vers $F = 3$ après une transition Raman. Il est résonnant avec la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ (ou $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$).

application. L'évolution éventuelle du désaccord au cours de l'impulsion est également obtenue à l'aide de ce générateur.

Nous utilisons les faisceaux Raman soit pour refroidir les atomes, soit pour les polariser (voir chapitre 6), soit enfin comme appareil de mesure. Nous réalisons en effet ce que nous appellerons dans la suite des « spectres Raman ». Nous mesurons le nombre d'atomes transférés de $|F = 3\rangle$ vers $|F = 4\rangle$ par une impulsion Raman en fonction du désaccord δ_R par rapport à la transition à deux photons à Δ_{SHF} . Il suffit pour cela d'utiliser la sonde par fluorescence, résonnante sur la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$. Plus l'impulsion Raman utilisée est longue et plus elle est sélective — c'est-à-dire plus la résonance Raman est étroite; le rôle de l'impulsion Raman est de *sélectionner* une classe d'énergie si les faisceaux se propagent dans le même sens — ou de vitesse s'il y a une sélectivité Doppler — et nous la désignerons dans la suite par le terme « impulsion de sélection ». Nous verrons dans le paragraphe suivant comment utiliser la sélectivité Doppler pour reconstituer la distribution des vitesses dans une dimension. Le graphe du nombre d'atomes transférés en fonction de δ_R est le « spectre Raman ». Un exemple

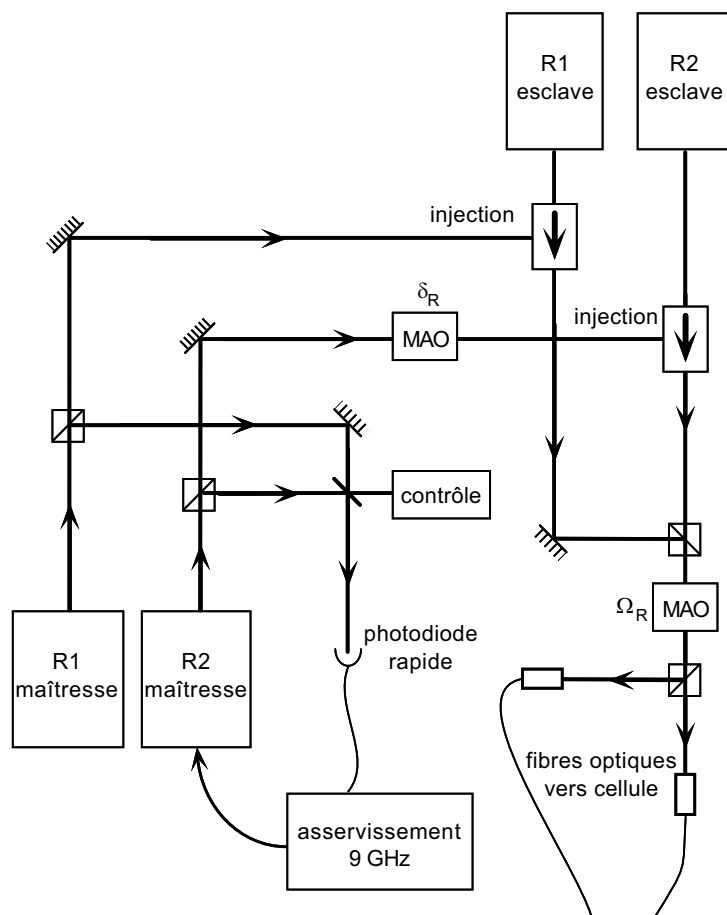


FIG. 2.2 – Dispositif utilisé pour créer les faisceaux impliqués dans la transition Raman. Deux diodes maîtresses injectent des diodes esclaves via un isolateur optique. L'une est libre (R1), la fréquence de l'autre est verrouillée en phase par rapport à R1 de sorte que la différence de fréquence entre les deux soit égale à la structure hyperfine Δ_{SHF} . Un premier modulateur acousto-optique (MAO) permet de régler le désaccord Raman δ_R . Les faisceaux esclaves superposés passent à travers un second MAO, responsable de la forme des impulsions $\Omega_R(t)$. Ensuite, ils sont séparés et rejoignent la cellule à travers des fibres optiques polarisantes (un cube est placé à l'entrée).

de spectre Raman est donné sur la figure 2.3, lorsque les faisceaux Raman se propagent dans le même sens. L'impulsion de sélection est un créneau de $15 \mu\text{s}$ et le spectre est réalisé sur les atomes libres. On reconnaît le profil d'excitation du créneau, calculé au paragraphe 2.3.1.

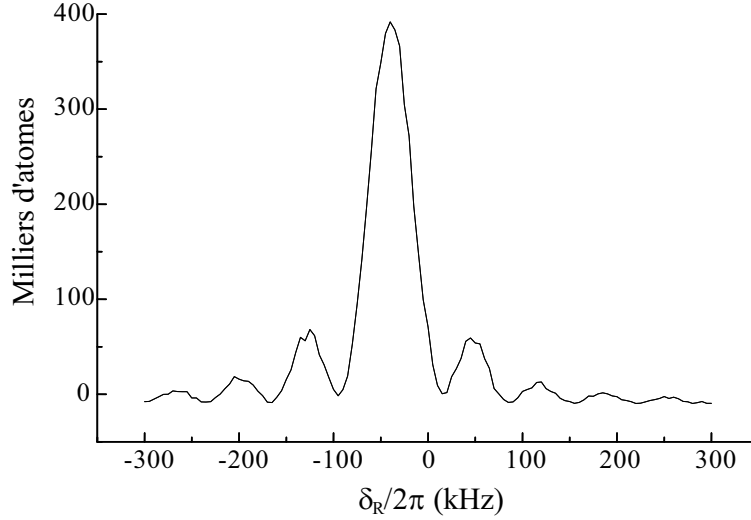


FIG. 2.3 – Nombre d'atomes passés de $|F = 3\rangle$ à $|F = 4\rangle$ après une impulsion Raman « créneau » de $15 \mu\text{s}$ en fonction du désaccord Raman δ_R . Le maximum du profil d'excitation n'est pas centré en $\delta_R = 0$ à cause du déplacement lumineux des niveaux induit par les lasers Raman eux-mêmes (voir paragraphe 2.3.3).

2.2 Condition de résonance Raman et applications

Les atomes de césium peuvent passer de $|F = 3\rangle$ à $|F = 4\rangle$ en absorbant un photon du faisceau Raman 1 de fréquence la plus élevée ω_{R1} et en émettant un photon stimulé dans le laser Raman 2 de fréquence plus faible ω_{R2} . Si les faisceaux Raman 1 et Raman 2 font entre eux un angle $\beta > 0$ (voir figure 2.4), les fréquences sont décalées par effet Doppler dans le référentiel d'un atome de vitesse \mathbf{v} de la quantité :

$$\begin{aligned} \delta_{\text{Dopp}} &= -(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{v} = -2kv_a \sin \frac{\beta}{2} \\ &= -4\Omega_{\text{rec}} \frac{v_a}{v_{\text{rec}}} \sin \frac{\beta}{2} \end{aligned} \quad (2.1)$$

où v_a est composante de la vitesse selon la direction médiatrice de $(\mathbf{k}_1, -\mathbf{k}_2)$. On a fait ici l'approximation que \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_2 ont même norme k , ce qui est vrai à $3 \cdot 10^{-5}$ près.

Considérons deux niveaux dont la différence en fréquence vaut $\Delta_{\text{SHF}} + \Delta_{\text{pert}}$ où l'on tient compte dans Δ_{pert} d'éventuelles perturbations susceptibles de déplacer la

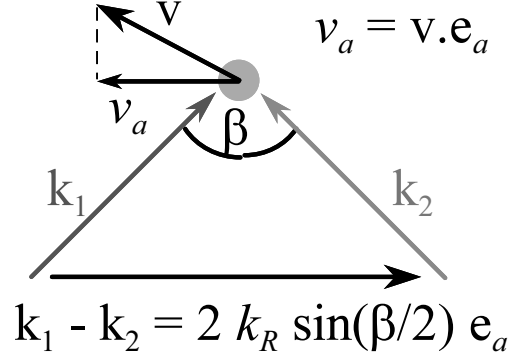


FIG. 2.4 – Configuration des faisceaux Raman de vecteur d'onde \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_2 respectivement pour un angle β donné entre les deux faisceaux. La direction selon laquelle a lieu la sélectivité Doppler est l'axe \mathbf{e}_a . Après une impulsion Raman, la projection v_a de la vitesse sur \mathbf{e}_a devient $v_a + 2 v_{\text{rec}} \sin(\beta/2)$.

résonance : champ magnétique, déplacement lumineux... Dans le référentiel du laboratoire⁵, l'énergie cinétique vaut $mv^2/2$ avant la transition et $mv'^2/2$ après, la vitesse ayant été modifiée par l'effet de recul lors de la transition Raman. En fait, seule la composante v_a est modifiée : $v'_a = v_a + 2v_{\text{rec}} \sin(\beta/2)$. La résonance Raman a lieu si l'on a :

$$\begin{aligned} \hbar(\omega_{R1} - \omega_{R2}) &= \hbar\Delta_{\text{SHF}} + \hbar\Delta_{\text{pert}} + \frac{1}{2}mv_a'^2 - \frac{1}{2}mv_a^2 \\ \hbar\Delta_{\text{SHF}} + \hbar\delta_R &= \hbar\Delta_{\text{SHF}} + \hbar\Delta_{\text{pert}} + 4E_{\text{rec}} \frac{v_a}{v_{\text{rec}}} \sin \frac{\beta}{2} + 4E_{\text{rec}} \sin^2 \frac{\beta}{2} \end{aligned}$$

$$\boxed{\delta_R = 4\Omega_{\text{rec}} \frac{v_a}{v_{\text{rec}}} \sin \frac{\beta}{2} + 4\Omega_{\text{rec}} \sin^2 \frac{\beta}{2} + \Delta_{\text{pert}}} \quad (2.2)$$

L'effet Doppler est maximal pour $\beta = \pi$ (faisceaux se propageant en sens opposés) : c'est la configuration habituellement utilisée pour le refroidissement Raman car l'effet de recul pour une transition Raman est alors maximal ($\Delta v_a = 2 v_{\text{rec}}$). Dans ce cas, on choisit d'exciter les atomes de vitesse v_a négative pour réduire $|v_a|$ et donc la norme de la vitesse à chaque transition. Nous ne rappellerons que brièvement, au chapitre 4, le principe du refroidissement Raman sur les atomes libres, celui-ci étant très bien exposé dans le mémoire de thèse de Jakob Reichel [40]. Nous détaillerons son application aux atomes piégés dans le chapitre 4. Cette configuration des faisceaux permet également

⁵ On peut se placer également dans le référentiel de l'atome avant la transition auquel cas on écrit : $\delta_R + \delta_{\text{Dopp}} = \delta_{\text{rec}} + \Delta_{\text{pert}}$, le terme de recul δ_{rec} tenant compte de l'acquisition de la vitesse $\hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)/m$.

de mesurer la distribution de vitesse des atomes dans la direction a . En utilisant une impulsion longue (et donc précise), on peut induire une transition Raman de $|F = 3\rangle$ à $|F = 4\rangle$ pour des atomes de vitesse donnée, simplement en choisissant δ_R . Une précision de 500 Hz correspond à une classe de vitesse de largeur $v_{\text{rec}}/16$ pour $\beta = \pi$. Le spectre Raman nous donne ainsi la distribution des vitesses atomiques dans la direction a .

Si l'on choisit $\beta = 0$, l'effet Doppler est nul et la transition Raman est sélective en énergie interne uniquement. Cette configuration est très utile pour tester la limite de résolution des impulsions Raman dans notre expérience. Nous l'utilisons également pour nous assurer que le champ magnétique est correctement compensé au centre de la cellule: si ce n'est pas le cas, la résonance Raman est élargie car le déplacement Δ_{pert} est différent pour des sous-niveaux magnétiques différents. Enfin, nous verrons au chapitre 3 que l'on peut refroidir les atomes dans cette configuration, même en absence de sélectivité Doppler.

2.3 Profil d'excitation

Nous avons dit au début de ce chapitre que la largeur de la résonance Raman dépend de la durée τ de l'impulsion. Dans ce paragraphe, nous allons entrer dans le détail du profil d'excitation en fréquence d'une impulsion Raman, connaissant l'évolution pendant τ de l'intensité des faisceaux Raman et du désaccord $\delta_R(t)$. Les pulsations de Rabi des deux faisceaux seront notées $\Omega_{R1}(t)$ et $\Omega_{R2}(t)$; nous les prendrons réelles. Pour simplifier, nous nous placerons dans le cas où les faisceaux Raman se propagent dans le même sens ($\beta = 0$): le désaccord Raman est donc le même pour tous les atomes et la condition de résonance est simplement $\delta_R = \Delta_{\text{pert}}$. Le désaccord Δ_R étant très grand devant la largeur Γ_2 du niveau excité, on peut éliminer celui-ci et considérer le système à deux niveaux $|F = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle$ couplés par les faisceaux Raman, avec une pulsation de Rabi $\Omega_R = -\Omega_{R1}\Omega_{R2}/2\Delta_R$ proportionnelle à l'intensité des faisceaux Raman. Le hamiltonien total des niveaux habillés $|1\rangle = |F = 3, n_1 + 1, n_2\rangle$ et $|2\rangle = |F = 4, n_1, n_2 + 1\rangle$ (où n_1 et n_2 représentent le nombre de photons dans les modes des lasers Raman 1 et 2) est alors :

$$H_R = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \delta_R & \Omega_R \\ \Omega_R & -\delta_R \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Ses états propres sont

$$\begin{aligned} |+\rangle &= \sin\theta|1\rangle + \cos\theta|2\rangle & \text{d'énergie } & \frac{\hbar}{2}\sqrt{\Omega_R^2 + \delta_R^2} \\ |-\rangle &= \cos\theta|1\rangle - \sin\theta|2\rangle & \text{d'énergie } & -\frac{\hbar}{2}\sqrt{\Omega_R^2 + \delta_R^2} \end{aligned} \quad (2.4)$$

avec $\cotg 2\theta = -\frac{\delta_R}{\Omega_R}$

θ varie de zéro à $\pi/2$ lorsque δ_R varie de $-\infty$ à $+\infty$ (voir figure 2.5).

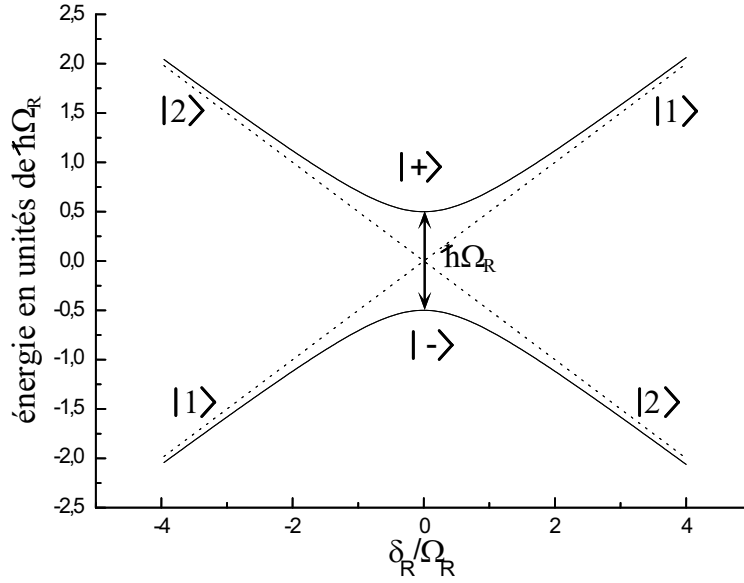


FIG. 2.5 – Énergie des états propres $|+\rangle$ et $|-\rangle$ de H_R en fonction du désaccord Raman δ_R . Quand δ_R tend vers $-\infty$, $|-\rangle$ est confondu avec $|1\rangle$ et $|+\rangle$ avec $|2\rangle$. Pour δ_R tendant vers $+\infty$, c'est l'inverse. Cela correspond à $\theta = 0$ et $\theta = \pi/2$ respectivement. A désaccord nul ($\theta = \pi/4$), le couplage Raman lève la dégénérescence et les états propres ont des énergies distantes de $\hbar\Omega_R$. On parle de croisement évité. En balayant le désaccord lentement, on peut passer adiabatiquement de $|1\rangle$ à $|2\rangle$ en suivant le niveau $|-\rangle$ (voir paragraphe 2.3.4).

2.3.1 Créneau

Considérons pour commencer l'impulsion la plus simple qui soit : l'intensité des faisceaux Raman et le désaccord sont constants pendant toute la durée de l'impulsion. On parle alors de *créneau* ou d'*impulsion carrée*. Les atomes effectuent des oscillations de Rabi, d'amplitude maximale lorsque le désaccord Raman δ_R est nul, à la pulsation $\sqrt{\Omega_R^2 + \delta_R^2}$. La probabilité pour un atome d'être dans l'état $|F = 4\rangle$ à l'instant t est

$$P_4(t) = \frac{\Omega_R^2}{\Omega_R^2 + \delta_R^2} \sin^2 \left(\frac{t}{2} \sqrt{\Omega_R^2 + \delta_R^2} \right) \quad (2.5)$$

La figure 2.6 montre les oscillations de Rabi qu'effectuent les atomes entre les niveaux $|F = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle$ lorsque l'on se place à résonance. Si on choisit la durée $\tau = \pi/\Omega_R$ de l'impulsion de sorte qu'à résonance $P_4(\tau)$ vaille 1 (« impulsion π »)⁶, le profil

6. De façon générale, l'impulsion π est réalisée lorsque $\int_0^\tau \Omega_R(t) dt = \pi$.

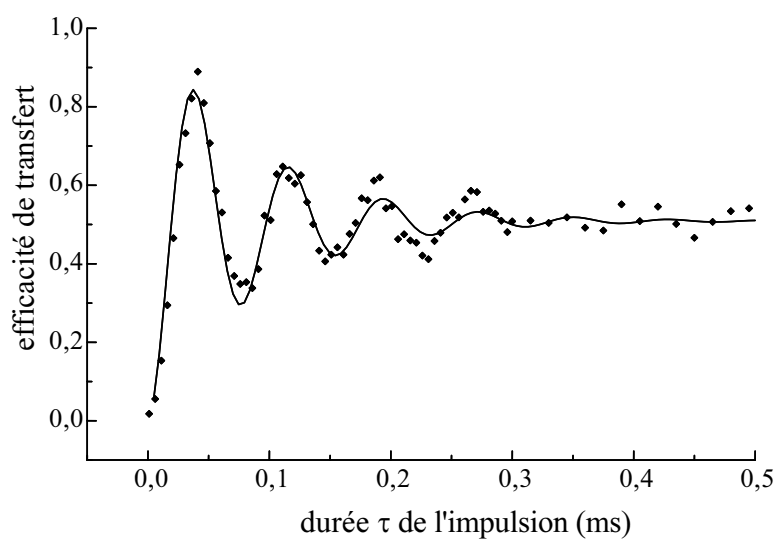


FIG. 2.6 – Oscillations de Rabi entre les niveaux $|F = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle$ pour une impulsion créneau de pulsation de Rabi $\Omega_R = 2 \pi \times 13$ kHz. Les oscillations sont brouillées avec une constante de temps à $1/e$ de $88 \mu\text{s}$.

d'excitation en fonction du désaccord δ_R est donné par :

$$P(\delta_R) = \frac{\pi^2}{4} \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{1 + \left(\frac{\delta_R}{\Omega_R} \right)^2} \right) \quad (2.6)$$

Le profil d'excitation calculé ainsi qu'un spectre expérimental obtenu avec une impul-

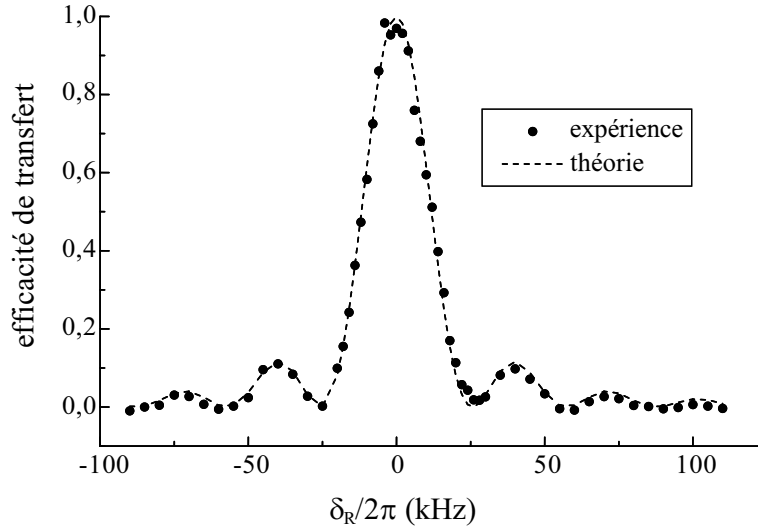


FIG. 2.7 – Profil d'excitation d'une impulsion π créneau de $40 \mu s$ ($\Omega_R = 2\pi \times 13 \text{ kHz}$) : spectre expérimental (cercles pleins) et profil théorique (trait pointillé). On a corrigé le désaccord des faisceaux Raman du déplacement lumineux. L'enveloppe du profil est une lorentzienne.

sion créneau sont représentés sur la figure 2.7. Outre un pic central en $\delta_R = 0$, la courbe possède des bandes latérales pour $\delta_R = \pm 2\Omega_R n \sqrt{1 + 1/n}$ où n est un entier supérieur à 1.

2.3.2 Impulsion Blackman

Pour obtenir comme profil d'excitation un pic unique et minimiser les ailes qui apparaissent dans le cas du créneau, on peut utiliser une impulsion *Blackman* [43, 44, 28]. La pulsation de Rabi effective Ω_R — proportionnelle à l'intensité des faisceaux Raman — est donnée par :

$$\Omega_R(t) = \Omega_0 \left(0,42 - 0,5 \cos \left(\frac{2\pi t}{\tau} \right) + 0,08 \cos \left(\frac{4\pi t}{\tau} \right) \right) \quad (2.7)$$

L'allure du profil d'excitation théorique est donnée sur la figure 2.8 en traits pointillés. Les cercles pleins correspondent à un profil d'excitation expérimental. Pour réaliser

une impulsion π , on doit avoir $\Omega_0 \tau = 2,4\pi$: pour une même durée τ , il faut plus de puissance pour faire une impulsion Blackman que pour une impulsion carrée⁷.

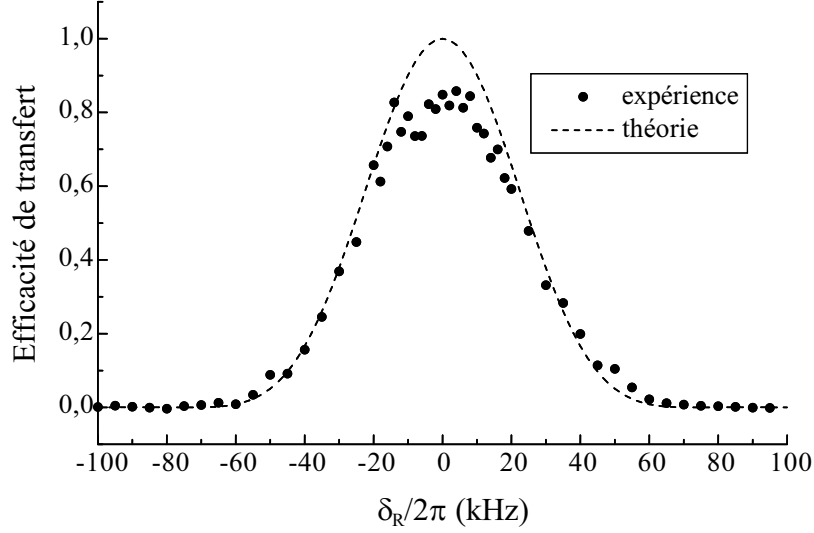


FIG. 2.8 – Profil d’excitation d’une impulsion π Blackman compensée (voir paragraphe 2.3.3) de $30 \mu\text{s}$ ($\Omega_R = 2 \pi \times 40 \text{ kHz}$) : spectre expérimental (cercles pleins) et profil théorique (trait pointillé). Au centre, le taux d’excitation expérimental vaut 83 % environ.

Au centre du profil, le taux d’excitation n’atteint pas 100 % mais est limité à un peu plus de 80 %. En effet, les atomes ne sont pas polarisés et la fréquence de Rabi dépend du sous-niveau magnétique m . Si les faisceaux Raman se propagent dans le même sens avec des polarisations linéaires et orthogonales, on peut choisir l’axe de propagation comme axe de quantification. Seules les transitions à m fixé sont alors autorisées⁸ et la fréquence de Rabi vaut :

$$\Omega_R(m) = \Omega_R \times \sqrt{\frac{16 - m^2}{28}} = \sqrt{\frac{4}{7}} \Omega_R \sqrt{1 - \left(\frac{m}{4}\right)^2} \quad (2.8)$$

On ne peut donc satisfaire la condition d’impulsion π pour tous les atomes en même temps. En théorie, le taux d’excitation ne peut excéder 94 % si tous les niveaux m sont également peuplés.

2.3.3 Compensation du déplacement lumineux

Lorsque la pulsation de Rabi effective devient importante — c’est-à-dire lorsque l’intensité des faisceaux Raman est importante — le pic central ne se trouve plus à $\delta_R = 0$.

7. On a pour une impulsion Blackman : $\int_0^\tau \Omega_R(t) dt = 0,42 \Omega_0 \tau$.

8. Dans la limite où Δ_R est très grand devant la structure hyperfine de l’état excité ; voir chapitre 3.

En effet, le déplacement lumineux provoqué par les faisceaux Raman est différent pour les niveaux $|F = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle$ et la résonance est décalée de la quantité $\Delta_{\text{pert}} = \Delta_{\text{DL}}$. Cela n'est pas très important pour une impulsion carrée car ce déplacement est constant pendant toute la durée de l'impulsion. En revanche, celui-ci varie avec l'intensité des faisceaux pour une impulsion Blackman et la condition de résonance n'est donc pas la même au milieu ou au début de l'impulsion. Cela peut être gênant si nous devons sélectionner très précisément l'énergie des atomes.

Une solution à ce problème consiste à compenser le déplacement lumineux en balayant la valeur du désaccord Raman δ_R pendant l'impulsion. Ainsi nous pouvons satisfaire à chaque instant la condition de résonance. En balayant le désaccord Raman selon :

$$\begin{aligned} \delta_R(t) &= \Delta_{\text{DL}}(t) = -\frac{\Delta_{\text{SHF}}}{4(\Delta_R^2 - \Delta_{\text{SHF}}^2)}(\Omega_{R1}^2 + \Omega_{R2}^2) - \frac{\Delta_{\text{SHF}}^2}{4\Delta_R(\Delta_R^2 - \Delta_{\text{SHF}}^2)}(\Omega_{R1}^2 - \Omega_{R2}^2) \\ \delta_R(t) &= \frac{\Delta_{\text{SHF}} \Delta_R}{\Delta_R^2 - \Delta_{\text{SHF}}^2} \Omega_R(t) \quad \text{si } \Omega_{R1} = \Omega_{R2} \end{aligned} \quad (2.9)$$

le déplacement lumineux est compensé à chaque instant. Nous faisons donc varier le désaccord selon la fonction Blackman, avec une amplitude proportionnelle à Ω_0 (défini au 2.3.2). Le facteur de proportionnalité, dans le cas où l'intensité des deux faisceaux Raman est la même, vaut 0,42 environ⁹. Dans le cas général, ce facteur est différent et nous mesurons avant chaque expérience le déplacement lumineux produit par une impulsion carrée d'amplitude maximale pour calibrer la compensation. Avec cette compensation active du déplacement lumineux, on obtient un profil d'excitation centré en $\delta_R = 0$. L'utilisation d'impulsions Blackman « compensées » permet également d'observer des oscillations de Rabi, ce qui n'était pas possible tant que le désaccord vu par les atomes variait au cours de l'impulsion. Un exemple d'oscillation de Rabi obtenue en utilisant une impulsion Blackman compensée est donné sur la figure 2.9.

2.3.4 Impulsions balayées

Pour certaines applications comme le refroidissement Raman, il peut être intéressant de disposer d'un type d'impulsion dont le profil d'excitation est voisin d'un créneau : en effet, ce profil est idéal si l'on veut exciter uniquement les atomes de vitesse supérieure à une certaine vitesse critique v_c . Comme la sélection d'une classe de vitesse revient au choix d'un désaccord Raman δ_R (dans le cas où β n'est pas nul), une impulsion excitant avec une probabilité voisine de 1 un domaine de fréquence de largeur ajustable nous permettrait de réaliser un tel profil. Cela est possible en utilisant un nouveau type d'impulsion que nous avons mis au point en 1996, les *impulsions Blackman balayées* [32]. Ces impulsions ont en outre l'avantage d'exciter presque 100 % des atomes, même s'ils ne sont pas polarisés.

9. On a : $\delta_R(t) = 0,425 \Omega_R(t)$.

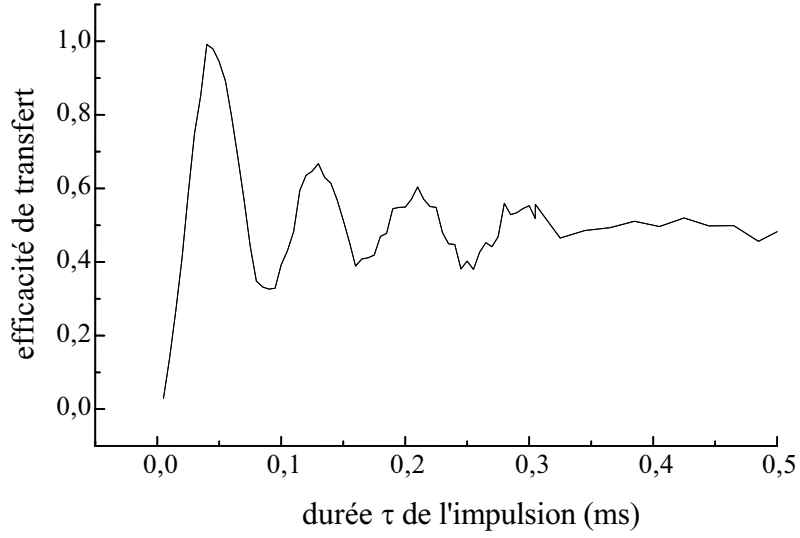


FIG. 2.9 – *Oscillation de Rabi pour une impulsion Blackman « compensée » : le déplacement lumineux dû aux faisceaux Raman a été compensé en variant le désaccord pendant l'impulsion. La pulsation de Rabi est $\Omega_R = 2 \pi \times 27$ kHz (l'impulsion π correspond à $\tau = 44$ μ s) et le temps d'amortissement à $1/e$ est de 93 μ s.*

L'idée est de réaliser un passage adiabatique¹⁰ de $|1\rangle$ à $|2\rangle$ en balayant le désaccord δ_R sur une plage $\Delta\delta$ au cours de l'impulsion. Si l'on part d'un désaccord δ_0 compris entre $-\Delta\delta$ et zéro, le désaccord final sera dans l'intervalle $[0, \Delta\delta]$ et on aura donc traversé la résonance pendant la durée de l'impulsion. Si l'évolution est suffisamment lente, les atomes auront été transférés adiabatiquement de $|1\rangle$ à $|2\rangle$ en suivant l'état propre $|-\rangle$. On s'attend à obtenir une probabilité d'excitation proche de 1 pour un désaccord Raman initial compris entre $-\Delta\delta$ et zéro, et voisine de zéro ailleurs.

Il faut pour cela satisfaire le critère d'adiabaticité

$$\left| \langle + | \frac{\partial | - \rangle}{\partial t} \right| \ll \frac{\Delta E}{\hbar} \quad (2.10)$$

où ΔE est l'écart en énergie entre les niveaux habillés. Cela se traduit dans notre cas par l'équation

$$\left| \Omega_R \frac{\partial \delta_R}{\partial t} - \delta_R \frac{\partial \Omega_R}{\partial t} \right| \ll 2 \left(\Omega_R^2 + \delta_R^2 \right)^{3/2} \quad (2.11)$$

Le point le plus critique est la résonance $\delta_R = 0$, où les niveaux sont les plus proches. Pour obtenir un balayage qui satisfasse la condition d'adiabaticité à ε près, il suffit

10. Le principe du passage adiabatique est connu depuis longtemps dans le domaine de la résonance magnétique nucléaire [45, 46] et a été étendu au domaine optique pour une transition dipolaire dans les années 70 [47, 48].

donc de choisir pour δ_R la solution de l'équation différentielle

$$\frac{\partial \delta_R}{\partial t} = \varepsilon \Omega_R^2 \quad (2.12)$$

Après intégration, on obtient pour δ_R l'expression suivante :

$$\begin{aligned} \delta_R(t) = & \delta_0 + \Delta\delta \left(\frac{t}{\tau} + \frac{1}{2\pi} \frac{1}{9138} \left(-13800 \sin \frac{2\pi t}{\tau} \right. \right. \\ & \left. \left. + 2883 \sin \frac{4\pi t}{\tau} - 400 \sin \frac{6\pi t}{\tau} + 24 \sin \frac{8\pi t}{\tau} \right) \right) \end{aligned} \quad (2.13)$$

où $\Delta\delta$ vaut $0,3046 \varepsilon \Omega_0^2 \tau$ (Ω_0 est la valeur maximale de la pulsation de Rabi effective $\Omega_R(t)$ pendant l'impulsion). Le balayage est lent au début et à la fin de l'impulsion, lorsque l'intensité est faible, il est plus rapide au milieu de l'impulsion (figure 2.10). Il faut noter que le balayage est efficace si l'on contrôle bien le désaccord vu par les atomes, représenté sur la figure 2.10 ; il est donc tout à fait crucial pour réaliser des impulsions balayées de compenser le déplacement lumineux (ce qui n'est pas représenté sur la figure). Enfin, il est facile de satisfaire le critère d'adiabaticité pour tous les niveaux m , les fréquences de Rabi extrêmes (pour $m = 0$ et $m = 3$) ne différant que d'un facteur 1,5. Le critère d'adiabaticité est satisfait si l'on a

$$\Delta\delta \ll \Omega_0^2 \tau \quad (2.14)$$

Si par exemple on veut réaliser une impulsion balayée sur $\Delta\delta = 2\pi \times 70$ kHz de durée $\tau = 300 \mu\text{s}$, la fréquence de Rabi effective maximale doit être grande devant $2\pi \times 6$ kHz. Une impulsion π correspondrait à $\Omega_0 = 2\pi \times 4$ kHz. Il faut alors cinq fois plus de puissance environ pour que le transfert adiabatique ait lieu.

Pour avoir une idée de l'allure du flanc de l'excitation — pour un désaccord initial proche de zéro ou de $-\Delta\delta$ — intéressons-nous au critère d'adiabaticité du branchement de l'excitation : à quelle condition un atome « accroche-t-il » le niveau $|-\rangle$ au début de l'impulsion, lorsque l'intensité des faisceaux Raman est très faible ? Revenons pour cela à l'équation (2.11) en tenant compte de la forme du balayage définie à l'équation (2.12) :

$$\left| \varepsilon \Omega_R^3 - \delta_R \frac{\partial \Omega_R}{\partial t} \right| \ll 2(\Omega_R^2 + \delta_R^2)^{3/2} \quad (2.15)$$

$\varepsilon \Omega_R^3$ est toujours très petit devant le membre de droite et ne pose pas de problème. Il faut donc que $\delta_R \dot{\Omega}_R$ (qui est de l'ordre de $\delta_R \Omega_0 / \tau$) soit lui aussi très petit. Si δ_0 n'est pas nul, au début de l'impulsion Ω_R est très petit devant δ_R de sorte que l'on doit simplement vérifier l'inégalité :

$$\frac{\Omega_0}{\tau} \simeq \frac{\partial \Omega_R}{\partial t} \ll \delta_0^2 \quad (2.16)$$

Ce critère n'est pas bien vérifié lorsque δ_0 est de l'ordre de $\sqrt{\Omega_0 / \tau}$: le niveau de départ non perturbé ($|1\rangle$) comporte alors une trop grande composante sur le niveau $|+\rangle$ pour

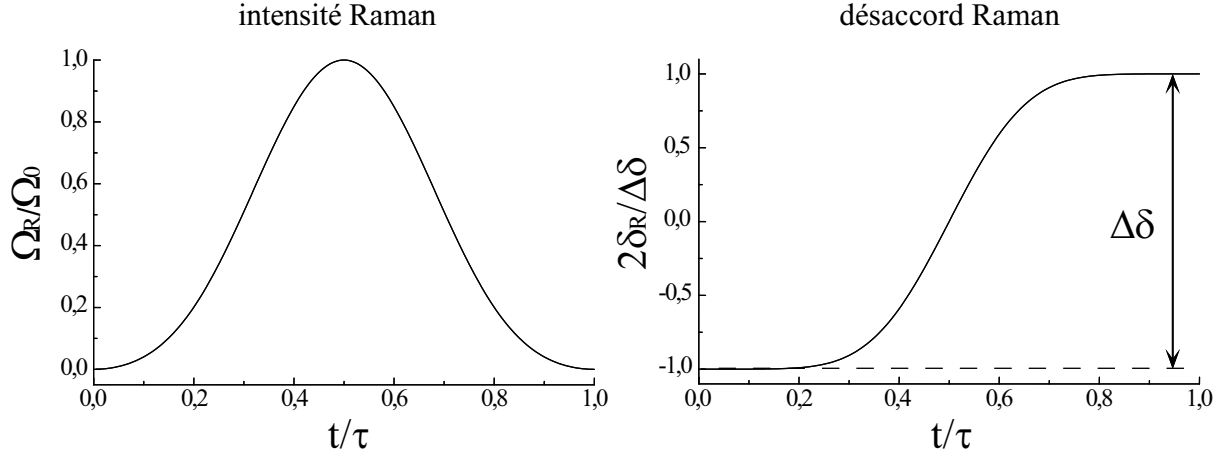


FIG. 2.10 – Allure de l'intensité des faisceaux Raman (proportionnelle à Ω_R) et du désaccord Raman δ_R en fonction du temps pour une impulsion Blackman de durée τ balayée de $\Delta\delta$ dans le sens positif. Pour satisfaire la condition d'adiabaticité, le balayage est lent lorsque l'intensité est faible, il est plus rapide au moment où l'intensité est maximale.

que le transfert soit efficace. Pour un désaccord initial strictement nul, les niveaux $|+\rangle$ et $|-\rangle$ sont initialement dégénérés et on débute le balayage dans une superposition de ces deux niveaux avec des poids égaux. Symétriquement, la coupure ne sera pas adiabatique si le désaccord final est trop proche de zéro — c'est-à-dire si le désaccord initial est proche de $-\Delta\delta$. Nous nous attendons donc à une largeur du flanc de monté du profil d'excitation de l'ordre de quelques $\sqrt{\Omega_0/\tau}$. Pour une impulsion $n\pi$ de durée τ avec $n > 1$, cela correspond à un flanc large de quelques fois $0,435\sqrt{n}/\tau$.

Un exemple de résultat expérimental est donné sur la figure 2.11 : le profil d'excitation d'une impulsion Blackman balayée sur 82 kHz, de durée 240 μs est obtenu en faisant un spectre Raman avec $\beta = 0$. On enregistre le nombre d'atomes transférés en fonction du désaccord initial δ_0 . L'efficacité de transfert est proche de 100 % pour un désaccord initial entre -82 et 0 kHz. Aux limites du balayage, pour $\delta_R = -\Delta\delta$ et $\delta_R = 0$, le croisement évité se trouve tout au début — ou tout à la fin — de l'impulsion, et l'efficacité est de 50 % : à désaccord nul, le niveau $|-\rangle$ se projette avec des probabilités égales dans $|F = 3\rangle$ et dans $|F = 4\rangle$. En dehors de la région comprise entre ces deux limites, le nombre d'atomes excités chute rapidement vers zéro. La largeur de la plage du désaccord δ_0 sur laquelle on passe de l'efficacité optimale à une efficacité nulle est ici de l'ordre de 10 kHz, en bon accord qualitatif avec l'estimation $\sqrt{\Omega_0/\tau}$ qui donne 4,2 kHz. Le flanc du profil d'excitation est cependant moins raide que pour une impulsion Blackman de la même durée. La figure 2.12 montre les profils d'excitation calculés pour un Blackman et pour des impulsions balayées de différentes amplitudes. Une augmentation de l'intensité pic des faisceaux Raman provoque un

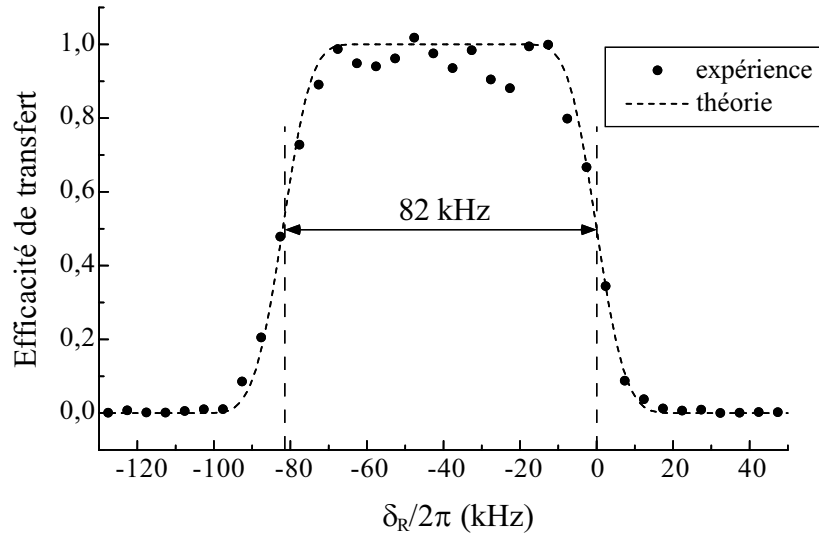


FIG. 2.11 – Profil d'excitation expérimental (cercles pleins) et théorique (traits pointillés) obtenu avec une impulsion de $240 \mu\text{s}$ balayée dans le sens positif (BM^+) sur 82 kHz . Le désaccord indiqué en abscisse correspond au désaccord au début de l'impulsion. La pulsation de Rabi est huit fois plus élevée que pour une impulsion π . Le plateau correspond à une probabilité d'excitation mesurée expérimentalement de 95% . La demi-largeur aux bords du profil d'excitation vaut 10 kHz , à comparer avec $\sqrt{\Omega_0/\tau}$ qui vaut $4,2 \text{ kHz}$. Le profil théorique est obtenu en résolvant l'équation de Schrödinger pour chaque désaccord initial. Il n'y a pas de paramètre ajustable.

élargissement des ailes du profil d'excitation. Il y a donc un optimum à trouver pour que le taux d'excitation soit élevé dans la zone balayée sans que les ailes du profil ne soient trop larges. Le mieux serait évidemment de balayer très lentement, mais on ne peut alors répéter les impulsions Raman à une cadence élevée, ce qui limite l'efficacité d'un processus de refroidissement. De plus, la vitesse atomique varie au cours de l'impulsion si celle-ci est très longue, ce qui complique l'analyse du profil d'excitation sélectif en vitesse utilisé pour refroidir les atomes (voir chapitre 4).

Remarquons que le balayage du désaccord peut aussi bien être fait en sens inverse ($\dot{\delta}_R < 0$). On suit alors l'état propre $|+\rangle$. Si l'on procède ainsi, le spectre observé est symétrique du précédent par rapport à $\delta_R = 0$, comme l'illustre la figure 2.13. Dans la suite, on notera BM^+ une impulsion Blackman dont le désaccord est balayé dans le sens positif et BM^- une impulsion Blackman dont le désaccord est balayé dans le sens négatif.

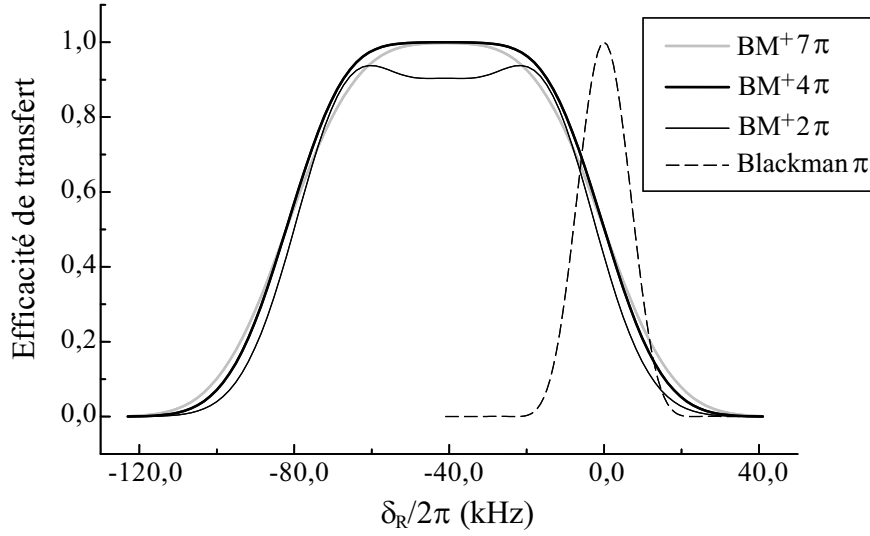


FIG. 2.12 – Profil d'excitation calculé d'une impulsion Blackman π (traits pointillés) de $100 \mu\text{s}$, à comparer avec les profils calculés d'impulsions BM^+ balayées sur 82 kHz , de même durée et d'amplitude respectivement deux fois (trait plein fin), quatre fois (trait noir épais) et sept fois (trait gris épais) plus importante que pour l'impulsion Blackman π . Dans le cas présenté ici, avec une amplitude $\ll 2\pi \gg$ la condition d'adiabaticité n'est pas bien satisfaite. Une amplitude 4π suffit (remarquer l'élargissement du flanc du profil d'excitation par rapport à l'impulsion Blackman de même durée). Avec une amplitude 7π , la condition d'adiabaticité est toujours satisfaite mais l'élargissement des bords du profil est encore plus important que dans le cas précédent, qui ici est optimal.

2.3.5 Remarque : analyse en terme de spin fictif

On peut interpréter simplement les impulsions Raman comme la perturbation d'un spin $1/2$ initialement aligné avec un champ magnétique (selon z) de pulsation de Larmor δ_R par des impulsions d'un champ magnétique transverse de fréquence de Larmor Ω_R ; le hamiltonien qui décrirait un tel système est le même que H_R donné à l'équation (2.3). Le spin fictif, en présence du champ transverse, précesse autour du champ total à la pulsation $\sqrt{\delta_R^2 + \Omega_R^2}$ trouvée au paragraphe 2.3.1. Pour réaliser un passage adiabatique, il faut modifier lentement l'angle ϕ que fait le champ total avec le champ directeur initial (axe z) par rapport à la fréquence de précession, de sorte que le spin reste toujours aligné avec le champ magnétique total :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} \ll \sqrt{\delta_R^2 + \Omega_R^2} \quad \text{avec } \text{tg} \phi = \frac{\Omega_R}{\delta_R} \quad (2.17)$$

On retrouve exactement la condition de l'équation (2.11). Enfin, pour brancher adiabatiquement la perturbation au moment où Ω_R est très petit, $\phi \simeq \Omega_R/\delta_R$ doit varier

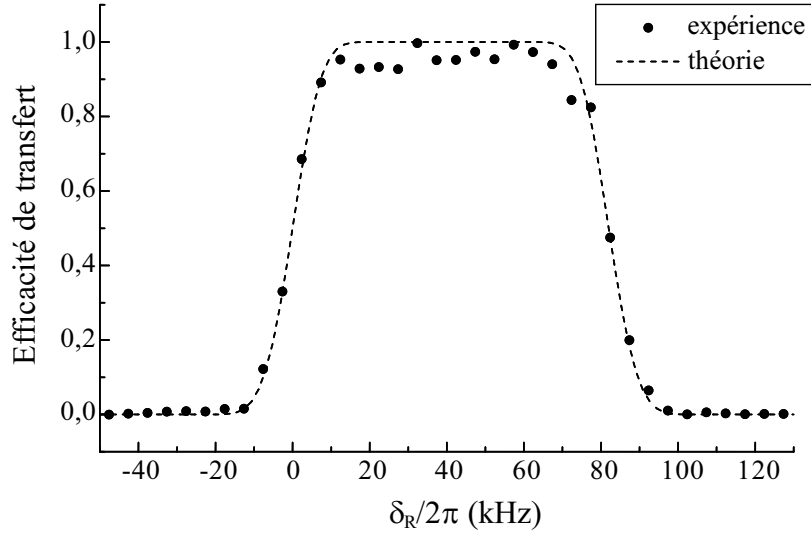


FIG. 2.13 – Profil d’excitation expérimental (cercles pleins) obtenu avec une impulsion de $240 \mu\text{s}$ balayée dans le sens négatif (BM^-) sur 82 kHz , symétrique de l’impulsion BM^+ précédente. La pulsation de Rabi est huit fois plus élevée que pour une impulsion π . Le plateau correspond à une probabilité d’excitation de 96 %. Le profil théorique attendu dans les mêmes conditions est représenté en traits pointillés. Pour l’obtenir, on résout l’équation de Schrödinger (il n’y a pas de paramètre ajustable).

lentement par rapport à δ_R . Sa variation est de l’ordre de ϕ/τ et on retrouve la condition :

$$\frac{\Omega_R}{\tau} \ll \delta_R^2 \quad (2.18)$$

2.4 Repompage

Après une transition Raman, les atomes se trouvent dans le niveau $|F = 4\rangle$. Si l’on désire itérer un processus élémentaire de refroidissement fondé sur l’utilisation d’une impulsion Raman, nous devons ramener les atomes vers $|F = 3\rangle$. Nous disposons à cet effet d’un laser « repompeur Raman » accordé sur la transition $|6S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F' = 3\rangle$ ou sur $|6S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F' = 4\rangle$ (voir figure 2.1). Dans le premier cas, le facteur de branchement $|F' = 3\rangle \rightarrow |F = 3\rangle$ étant de $3/4$, les atomes sont repompés vers $|F = 3\rangle$ par transition Raman spontanée en 1,3 cycle en moyenne. Dans le second cas, le facteur de branchement est moins favorable (il vaut $5/12$) et le nombre de cycles absorption-émission vaut alors 2,4 en moyenne. Le laser repompeur Raman est une diode DBR¹¹ dont une partie de la puissance (moins de 1 %) est renvoyée sur elle-même. Cela permet de réduire la largeur spectrale de la

11. Distributed Bragg Reflector

diode. Nous l'utilisons toujours dans une géométrie d'onde stationnaire pour éviter tout transfert d'impulsion systématique du repompeur Raman au cours des séquences de refroidissement (voir chapitre 4). Dans un premier temps, il était superposé aux six faisceaux du piège magnéto-optique, avec la même polarisation qu'eux (chapitres 3 et 4). Par la suite, nous l'avons aligné selon deux directions, l'une horizontale et l'autre verticale, toujours en onde stationnaire, afin de contrôler sa polarisation indépendamment de celle des faisceaux du piège magnéto-optique (chapitre 6).

Chapitre 3

Refroidissement par bandes latérales

Introduction

Nous avons vu au chapitre 1 que si les deux faisceaux laser constituant le piège dipolaire croisé ont la même fréquence ($\Delta\omega = 0$), et ce sera le cas pour toutes les expériences décrites dans ce chapitre, le potentiel vu par les atomes présente une modulation de période $a = 665$ nm selon l'axe z . Dans le cas « lin || lin », la modulation résulte d'une variation rapide de l'intensité lumineuse entre 0 et jusqu'à quatre fois l'intensité d'un faisceau unique ; en revanche la polarisation de la lumière est partout linéaire selon y . Dans le cas « lin \perp lin », l'intensité ne présente pas de variation à courte échelle mais la polarisation de la lumière varie rapidement. Il en résulte une modulation du déplacement lumineux qui peut atteindre 9,3 % du déplacement lumineux total en amplitude pour les niveaux $|F = 4, m_F = \pm 4\rangle$.

Dans les micro-puits créés par cette modulation, la fréquence d'oscillation est beaucoup plus élevée que dans les directions horizontales non modulées car la taille de chaque puits est très petite. Ainsi, dans le cas « lin || lin », la fréquence d'oscillation dans les micro-puits au centre des deux faisceaux atteint 185 kHz pour un col de $80 \mu\text{m}$ et une puissance de 5 W par bras du piège dipolaire croisé. Dans le cas « lin \perp lin », elle est plutôt de quelques dizaines de kHz car l'amplitude de modulation est plus faible. Elle dépend de plus du sous-niveau magnétique. L'espacement entre les niveaux vibrationnels reste dans les deux cas suffisant pour que l'on puisse résoudre ces niveaux avec une transition Raman à deux photons (voir chapitre 2). On peut alors refroidir les atomes au fond des micro-puits en utilisant le refroidissement par bandes latérales [25]. Après avoir rappelé les résultats obtenus avec des ions piégés au cours des dix dernières années, nous présenterons les expériences que nous avons réalisées avec des atomes neutres.

3.1 Refroidissement par bandes latérales : cas des ions

Le principe du refroidissement par bandes latérales est très simple [23], et il a d'abord été appliqué avec succès aux ions piégés : considérons un ion possédant un état fondamental $|a\rangle$ et un état excité $|b\rangle$ de largeur naturelle $\hbar\gamma$, séparés de $\hbar\omega_0$ en l'absence de perturbation. Supposons que ces deux états soient tous deux piégés dans un puits harmonique de fréquence Ω_{osc} (en pratique, on utilise souvent un piège de Paul [49, 50, 51]). Si l'on soumet l'ion à un champ laser de fréquence ω voisine de ω_0 , il peut absorber un photon et passer dans l'état excité. Le spectre d'absorption présente alors, outre une raie centrale pour $\omega = \omega_0$, des bandes latérales à $\omega = \omega_0 \pm n\Omega_{\text{osc}}$, n étant un nombre entier (voir figure 3.1). La première bande latérale rouge, à $\omega = \omega_0 - \Omega_{\text{osc}}$, correspond au passage de l'ion du niveau vibrationnel n_v dans l'état fondamental au niveau vibrationnel $n_v - 1$ dans l'état excité. La raie bleue symétrique correspond à la transition $n_v \rightarrow n_v + 1$. Pour refroidir l'ion, on le plonge dans un champ laser accordé sur la première bande latérale rouge. Après chaque transition, l'énergie vibrationnelle de l'ion est alors réduite. L'ion se désexcite après un temps γ^{-1} et on peut recommencer un cycle de refroidissement. Le refroidissement s'arrête lorsque l'ion est dans le niveau vibrationnel fondamental : il ne peut plus effectuer la transition $n_v \rightarrow n_v - 1$, il se trouve dans un état noir vis-à-vis de la lumière excitatrice.

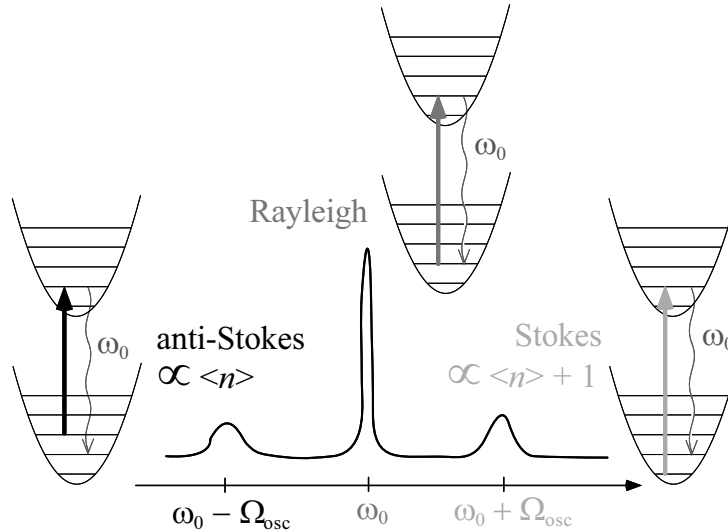


FIG. 3.1 – Spectre d'absorption attendu pour une particule à deux niveaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$ piégée dans un potentiel harmonique : on observe, outre un pic central à la fréquence de transition hors du piège ω_0 , des bandes latérales à $\omega_0 \pm \Omega_{\text{osc}}$ qui correspondent à un changement de niveau vibrationnel. Leur intensité dépend du nombre d'excitation moyen $\langle n \rangle$.

Pour que l'efficacité du refroidissement soit maximale, il faut que la probabilité pour que l'ion change de niveau vibrationnel en émettant un photon spontané soit très faible : ainsi on enlève exactement l'énergie $\hbar\Omega_{\text{osc}}$ par cycle. Pour cela, il faut se placer dans le régime Lamb-Dicke [52] : l'extension spatiale du niveau fondamental $\Delta x_0 = \sqrt{\hbar/2m\Omega_{\text{osc}}}$ est petite devant la longueur d'onde du photon spontané. Le paramètre de Lamb-Dicke, défini par :

$$\eta = k\Delta x_0 \quad (3.1)$$

doit être très petit devant 1. Cela implique que la fréquence d'oscillation Ω_{osc} est grande devant la fréquence de recul Ω_{rec} associée à la transition :

$$\frac{\Omega_{\text{rec}}}{\Omega_{\text{osc}}} = \eta^2 \ll 1 \quad (3.2)$$

Dans ce cas, on peut développer le couplage e^{ikx} entre deux états de nombre d'excitation n_v faible :

$$e^{ikx} = e^{ik\Delta x_0(a+a^+)} \simeq 1 + ik\Delta x_0(a + a^+) = 1 + i\eta(a + a^+) \quad (3.3)$$

a et a^+ sont les opérateurs annihilation et création d'une excitation dans le piège harmonique. La probabilité de changer de niveau vibrationnel lors d'une absorption ou d'une émission est donc plus faible que celle de rester dans le même niveau par un facteur $n_v \eta^2$ (ou $(n_v + 1)\eta^2$ pour une transition $n_v \rightarrow n_v + 1$). En particulier, les bandes latérales restent faibles dans le régime Lamb-Dicke.

Pour que le refroidissement soit le plus efficace possible et puisse conduire à une accumulation des particules dans l'état fondamental du piège harmonique, il faut que les raies vibrationnelles soient bien résolues, c'est-à-dire que l'on ait $\gamma \ll \Omega_{\text{osc}}$. Le premier refroidissement par bandes latérales [24] a été observé dans ces conditions sur l'ion mercure $^{198}\text{Hg}^+$ confiné dans un piège de Paul. Ω_{osc} valait $2\pi \times 3$ MHz, à comparer avec $\Omega_{\text{rec}} = 2\pi \times 13$ kHz ($\eta \simeq 6,5 \cdot 10^{-3}$). γ étant très faible (12 s^{-1}), les chercheurs ont élargi le niveau excité en le couplant avec un niveau moins stable pour accélérer le refroidissement. Ils ont ainsi refroidi l'ion de sorte qu'il passe environ 95 % du temps dans l'état fondamental selon deux des trois directions propres du piège harmonique. Cela correspond à un nombre d'excitation moyen $\langle n_v \rangle = 0,051 \pm 0,012$. Ces données ont été obtenues en analysant le poids respectif des deux bandes latérales. La population n_0 de l'état fondamental et le nombre d'excitation moyen $\langle n_v \rangle$ sont reliés à la température, à l'équilibre thermodynamique, selon :

$$\langle n_v \rangle = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\Omega_{\text{osc}}}{k_B T}} - 1} \quad (3.4)$$

$$n_0 = 1 - e^{-\frac{\hbar\Omega_{\text{osc}}}{k_B T}} = \frac{1}{\langle n_v \rangle + 1} \quad (3.5)$$

On peut en déduire la température obtenue lors de cette première expérience, qui valait $47 \pm 3 \mu\text{K}$.

Le refroidissement par bandes latérales a ensuite été étendu à des ions dont la transition optique est moins fine, pour lesquels γ est trop élevé pour que l'on puisse résoudre les bandes latérales avec une transition directe à un photon. On utilise alors une transition Raman à deux photons entre deux sous-niveaux de longue durée de vie. Pour ramener les atomes vers l'état de départ, il est nécessaire de les repomper en utilisant un troisième niveau, de durée de vie brève : l'ion effectue une transition Raman spontanée via ce troisième niveau vers le niveau initial. On a ainsi pu refroidir l'ion ${}^9\text{Be}^+$ à trois dimensions dans un piège de Paul [53]. Le taux d'occupation du niveau fondamental est pour cette expérience $n_0 = 0,98$ à une dimension et $n_0 = 0,92$ à trois dimensions, ce qui correspond dans ce dernier cas à $\langle n_v \rangle = (0,033; 0,022; 0,029)$.

L'enjeu du refroidissement par bandes latérales est de pouvoir produire des états quantiques très purs : à partir d'un ion dans son état fondamental, on peut créer des états de Fock, ou des chats de Schrödinger [26]. On peut songer à appliquer ces états très non-classiques à l'élaboration d'un véritable ordinateur quantique [26], dans lequel le bit est un état quantique pouvant être par exemple superposition cohérente de 1 et de 0.

3.2 Cas des atomes neutres

Le refroidissement par bandes latérales était jusqu'à très récemment appliqué uniquement aux ions et non aux atomes neutres. La raison en est qu'il est bien plus difficile de produire un confinement harmonique pour des atomes neutres dans un piège non dissipatif dont les fréquences d'oscillations soient suffisantes à la fois pour résoudre les bandes latérales et pour satisfaire le critère de Lamb-Dicke. Il est intéressant cependant d'appliquer ce type de refroidissement très efficace aux atomes neutres, qui peuvent occuper en grand nombre un même puits en interagissant très peu — alors que les expériences sur les ions concernent le plus souvent un ion unique, pour éviter toute interaction coulombienne. On peut imaginer alors préparer en parallèle un grand nombre d'atomes dans un état quantique pur, ce qui est une situation très favorable pour le développement des ordinateurs quantiques. Nous allons montrer dans ce chapitre qu'il est possible de refroidir les atomes par bandes latérales dans notre piège croisé. Une autre équipe a obtenu simultanément des résultats proches des nôtres dans des conditions légèrement différentes [36]. Nous discuterons ses résultats à la fin de ce chapitre.

Nous appliquons l'idée du refroidissement par bandes latérales à une dimension aux atomes de césium confinés dans le piège croisé. Nous utilisons la structure en micropuits selon z mise en évidence au chapitre 1. Supposons pour simplifier que le potentiel piégeant soit le même dans $|F = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle$ (c'est le cas en « lin || lin ») ; on sait résoudre les niveaux vibrationnels n_z avec une transition Raman et on peut faire subir aux atomes dans $|F = 3\rangle$ d'un niveau n_z une transition vers le niveau $n_z - 1$ de $|F = 4\rangle$. Il faut ensuite repomper les atomes vers $|F = 3\rangle$, ce qui est fait ici par une transition

Raman spontanée via le niveau excité $|F' = 3\rangle$. Dans les expériences que nous allons présenter maintenant, le critère de Lamb-Dicke est satisfait (selon z) en configuration « lin || lin » ($\eta \simeq 0,13$). En configuration « lin \perp lin », on a $\eta \simeq 0,26$, ce qui reste faible.

3.3 Dispositif expérimental

Pour faire passer les atomes d'un sous-niveau hyperfin à un autre en contrôlant la différence d'énergie à mieux que la fréquence de vibration, nous utilisons des transitions Raman stimulées à deux photons (voir chapitre 2). Pour les expériences (ou simulation) présentées aux paragraphes 3.4, 3.5 et 3.6, les faisceaux Raman sont superposés et se propagent selon la direction $-z$. En revanche, les faisceaux Raman se propagent selon $\pm z$ (en sens opposés) dans les expériences récentes de refroidissement par bandes latérales que nous décrivons au paragraphes 3.7. Pour le moment, on est dans la situation où l'angle β entre les faisceaux est nul et l'effet Doppler pour un atome de vitesse \mathbf{v} est très faible :

$$\delta_{\text{Doppler}} = (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{v} = (\omega_{R1} - \omega_{R2}) \frac{v_z}{c} = \Delta_{\text{SHF}} \frac{v_z}{c} \quad (3.6)$$

Les vitesses dans notre piège étant inférieures à 10 cm/s, le déplacement Doppler reste inférieur à 3 Hz, ce qui est bien en deçà de la résolution de notre système de détection. Nous ignorerons donc l'effet Doppler pour ces paragraphes. La résonance Raman a lieu simplement si la différence d'énergie totale (interne et externe) entre les niveaux de départ et d'arrivée est égale à $\hbar(\Delta_{\text{SHF}} + \delta_{\text{R}})$. Le champ magnétique étant compensé, la différence d'énergie interne vaut toujours $\hbar\Delta_{\text{SHF}}$ donc la condition de résonance est satisfaite si la différence d'énergie externe vaut $\hbar\delta_{\text{R}}$. Une fois la transition vers $|F = 4\rangle$ effectuée, nous ramenons les atomes vers $|F = 3\rangle$ avec une impulsion du laser « repompeur Raman » accordé sur la transition $|6S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F' = 3\rangle$. Les atomes sont repompés vers $|F = 3\rangle$ par transition Raman spontanée en 1,3 cycle en moyenne (leur énergie externe augmente de $2,7 E_{\text{rec}}$ en moyenne).

Le laser YAG n'étant pas *a priori* monomode longitudinal, sa longueur de cohérence est limitée typiquement à quelques centimètres et nous avons égalisé la longueur des deux bras du laser pour stabiliser la structure d'interférence. Nous nous sommes placés successivement dans les deux configurations de polarisation pour les faisceaux YAG. Nous présentons dans chaque cas la séquence de refroidissement employée et les résultats obtenus, qui sont de deux types. D'une part, nous mesurons la dispersion en vitesse avant et après refroidissement par la technique du temps de vol (voir paragraphe 1.4). D'autre part, nous pouvons avoir une idée de la répartition des atomes dans les différents niveaux vibrationnels en faisant un « spectre Raman » (voir chapitre 2). L'énergie interne des atomes de $|F = 3\rangle$ étant la même pour tous, le spectre nous renseigne sur leur énergie externe. Il doit présenter, outre une raie centrale correspondant à la transition hyperfine résonnante sur les atomes libres (raie « Rayleigh »), deux

bandes latérales « Stokes » et « anti-Stokes » à $\pm\Omega_{\text{osc}}$ correspondant aux transitions $n_z \longrightarrow n_z + 1$ et $n_z \longrightarrow n_z - 1$. Le rapport des hauteurs de ces deux pics latéraux dépend du nombre d'excitation moyen $\langle n_z \rangle$. A la limite où tous les atomes sont dans le niveau fondamental, la transition $n_z \longrightarrow n_z - 1$ n'est plus possible et le pic de gauche (pic anti-Stokes) doit disparaître.

3.4 Configuration « lin || lin »

3.4.1 Prédiction théoriques

Lorsque les deux faisceaux YAG ont des polarisations linéaires et parallèles, le Hamiltonien du déplacement lumineux est scalaire et vaut¹ :

$$H_0^{\parallel} = \frac{\hbar}{4} \left(\frac{1}{3\Delta_1} + \frac{2}{3\Delta_2} \right) \left(\Omega_1^2(\mathbf{r}) + \Omega_2^2(\mathbf{r}) + 2\Omega_1(\mathbf{r})\Omega_2(\mathbf{r})\cos\left(\frac{2\pi z}{a}\right) \right) \quad (3.7)$$

Tous les sous-niveaux $|F, m_F\rangle$ sont déplacés de la même façon, quelle que soit la direction de l'axe de quantification. Nous pouvons en particulier choisir l'axe z (axe de propagation des faisceaux Raman) comme axe de quantification. Ceux-ci ayant des polarisations linéaires et orthogonales entre elles, nous pouvons les décomposer dans la base standard en $(\epsilon_- - \epsilon_+)/\sqrt{2}$ pour l'une et $i(\epsilon_- + \epsilon_+)/\sqrt{2}$ pour l'autre. Partant d'un niveau $|F = 3, m\rangle$, un atome est donc couplé a priori à $|F = 4, m\rangle$, $|F = 4, m - 2\rangle$ et $|F = 4, m + 2\rangle$. Cependant, comme Δ_R est très grand devant la structure hyperfine du niveau excité, nous pouvons resommer celle-ci pour le processus Raman. Le couplage Raman n'agissant que sur la partie électronique et non sur le spin du noyau, il couple un spin $1/2$ (l'état fondamental) à lui-même : les transitions de Δm supérieur ou égal à deux sont donc interdites. Seule la transition $\Delta m = 0$ est donc permise dans notre cas. Nous avons alors une idée simple du refroidissement par bandes latérales : dans chaque micro-puits, les atomes doivent passer du niveau vibrationnel n_z au niveau $n_z - 1$, dans le même sous-niveau m , et les deux puits concernés par la transition sont identiques. Cependant, le couplage Raman n'agit pas sur les degrés de liberté externes, l'effet Doppler étant négligeable. On s'attend alors à ce que la seule transition possible soit $|F = 3, m, n_z\rangle \longrightarrow |F = 4, m, n_z\rangle$, les niveaux $|F = 4, m, n'_z\rangle$ avec $n'_z \neq n_z$ ayant une partie externe orthogonale à celle de $|F = 3, m, n_z\rangle$. Il serait donc exclu de pouvoir faire du refroidissement par bandes latérales dans le cas « lin || lin ».

3.4.2 Surprenante observation de bandes latérales

Or nous observons sur le spectre Raman réalisé dans cette configuration de polarisation et présenté sur la figure 3.2, outre le pic central, deux bandes latérales autour de ± 100 kHz, larges d'une cinquantaine de kiloHertz. Nous avons étudié la position de

1. On rappelle qu'on s'est placé dans la situation où $\Delta\omega$ est nul.

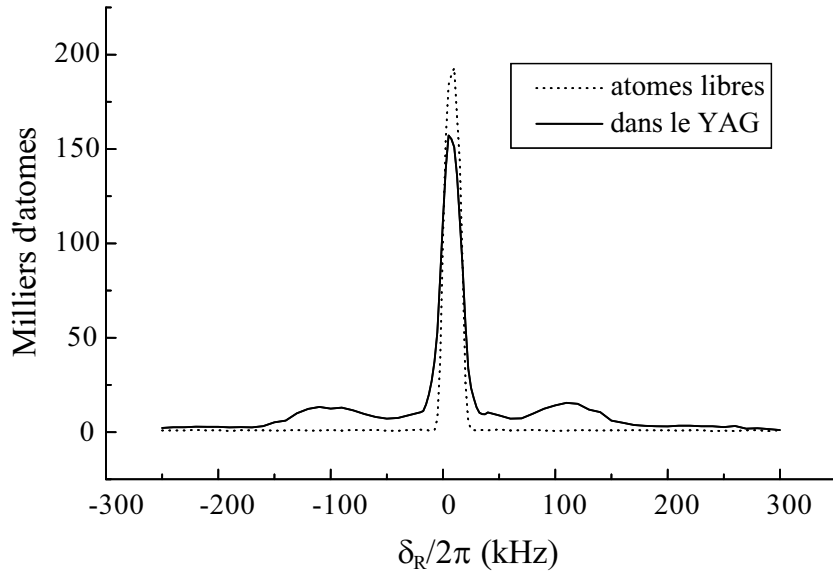


FIG. 3.2 – Spectre Raman typique obtenu dans la configuration « lin || lin ». L’impulsion de sélection est une impulsion Blackman de $500 \mu\text{s}$ balayée sur 16 kHz dans le sens négatif (BM^-). L’intensité des faisceaux Raman correspond à une impulsion 5π . Le profil d’excitation de l’impulsion pour des atomes libres est représenté en trait pointillé. La courbe en trait plein correspond à un spectre Raman réalisé sur les atomes piégés. On voit apparaître des bandes latérales autour de $8 \pm 110 \text{ kHz}$ (le centre de l’excitation correspond à 8 kHz).

ces bandes latérales en fonction de la puissance du laser YAG. Nous nous attendons à ce qu’elle varie comme la racine de la puissance des faisceaux, s’il s’agit bien d’une raie vibrationnelle. En effet, au centre des faisceaux et au voisinage du fond d’un micro-puits, on peut remplacer $\cos(2\pi z/a)$ par $1 - 4\pi^2 z^2/2a^2$ et le hamiltonien est celui d’un oscillateur harmonique de fréquence

$$\nu_{\text{osc}} = \sqrt{-\frac{\hbar}{12ma^2} \left(\frac{1}{\Delta_1} + \frac{2}{\Delta_2} \right) 2\Omega_1(\mathbf{r})\Omega_2(\mathbf{r})} \quad (3.8)$$

Il existe donc un nombre infini de fréquences d’oscillation différentes, qui dépendent de l’intensité locale des faisceaux. Au centre où $\Omega_1(\mathbf{r}) = \Omega_2(\mathbf{r})$, ν_{osc} est maximal et est proportionnel à la racine de la puissance du YAG. La figure 3.3 présente les résultats de cette étude. Nous ne sommes pas descendus en-dessous d’une puissance de $2,6 \text{ W}$, en-deçà de laquelle la gravité est difficilement compensée. La position des bandes latérales varie bien comme nous l’attendons pour la fréquence d’oscillation dans les puits. Il semblerait donc que les transitions avec changement de degré de liberté externe ne soient pas interdites!

Remarquons également que la position des bandes latérales est différente de la

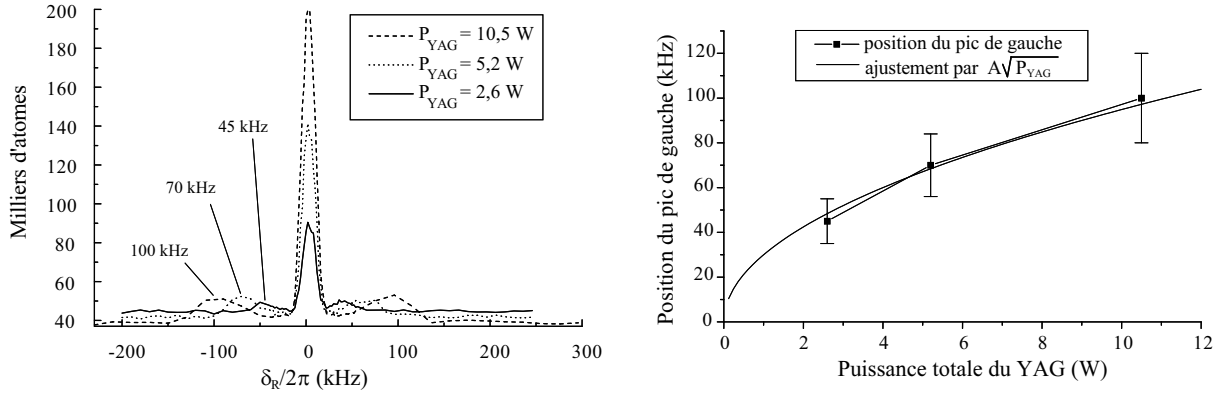


FIG. 3.3 – Influence de la puissance du laser YAG sur la position des bandes latérales. Lorsque la puissance du faisceau diminue, les bandes latérales se rapprochent. Leur position varie comme la racine de la puissance du YAG.

valeur maximale calculée de la fréquence d'oscillation dans les puits (185 kHz) : ici, le signal disparaît au-delà de ± 130 kHz, ce qui indique que la fréquence maximale d'oscillation est de l'ordre de $\Omega_{\parallel} = 2\pi \times 130$ kHz. Cette différence peut être due à une erreur d'appréciation du col des faisceaux YAG. Nous le mesurons en-dehors de la cellule, mais les parois de celle-ci peuvent déformer le faisceau — ou bien nous pouvons commettre une erreur sur la position du col par rapport aux atomes. La fréquence d'oscillation dans les micro-puits varie selon

$$\nu_{\text{osc}} \propto \frac{\sqrt{P}}{aw_0} \quad (3.9)$$

et nos résultats expérimentaux sont correctement interprétés si le col du faisceau vaut $113 \mu\text{m}$.

En fait, ce signal Raman inattendu est dû à un couplage très faible entre $|F = 3, n_z\rangle$ et $|F = 4, n_z \pm 1\rangle$. En effet, la hauteur des bandes latérales est très sensible à l'intensité des faisceaux Raman I_R . Elles ne sont visibles que lorsque nous utilisons une impulsion de sélection très intense, avec une intensité pic au moins cinq fois plus élevée que pour une impulsion π . Avec une impulsion balayée, alors que le pic central est largement saturé, les bandes latérales augmentent toujours avec I_R et s'élargissent (figure 3.4). En revanche, elles restent faibles lorsque l'on réduit l'intensité des faisceaux Raman au profit de la durée de l'impulsion, de sorte que le critère d'adiabaticité soit toujours satisfait pour le pic central. Cela indique que le couplage Raman $|F = 3, m, n_z\rangle \longrightarrow |F = 4, m, n_z \pm 1\rangle$ est très faible.

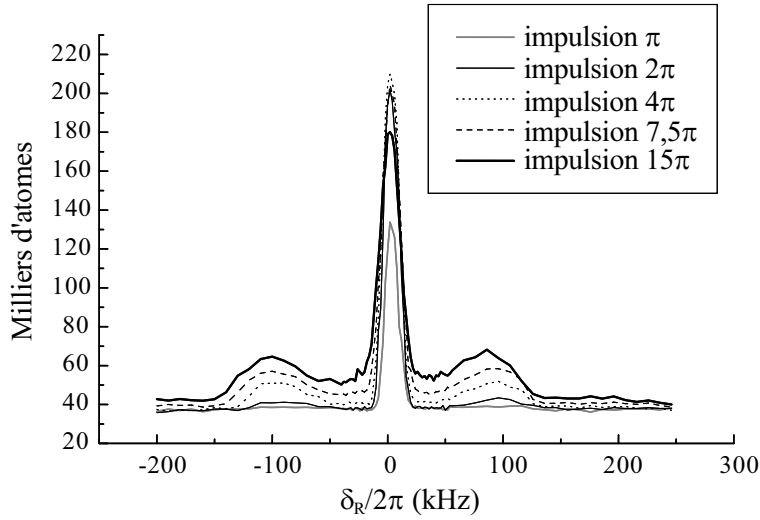


FIG. 3.4 – Influence de la puissance des faisceaux Raman sur la hauteur des bandes latérales : elles y sont très sensibles et continuent de monter alors que le pic central est saturé.

3.4.3 Interprétation

Plusieurs raisons peuvent *a priori* expliquer un faible couplage Raman des degrés de liberté externes. Tout d'abord, celui-ci n'est pas nul en toute rigueur, puisqu'il existe un très léger effet Doppler (équation (3.6)) dû à la structure hyperfine de l'état fondamental. Le couplage avec $\Delta n_z = \pm 1$ est inférieur au couplage $\Delta n_z = 0$ par un facteur $\eta_{\text{SHF}} = \Omega_{\text{rec}}^{\text{SHF}} / \Omega_{\text{osc}}$ où $\Omega_{\text{rec}}^{\text{SHF}}$ est la fréquence de recul pour la transition horloge et vaut $2\pi \times 1,4 \mu\text{Hz}$. η_{SHF} est infime dans le cas étudié (de l'ordre de 10^{-11}), ce qui exclut la responsabilité de la structure hyperfine. D'autre part, les deux faisceaux Raman peuvent faire un léger angle entre eux, ce qui cause un petit effet Doppler. Nous pouvons aligner les deux faisceaux Raman avec une précision de 1 mm sur 1 m, ce qui correspond à un angle maximum de 10^{-3} rad donc à $\Delta k = 10^{-3}k$, ce qui est très faible. De plus, le vecteur $\Delta \mathbf{k}$ est dans un plan horizontal (perpendiculaire à \mathbf{k}) et il ne peut donc être responsable d'un couplage selon z entre n_z et n'_z .

L'explication la plus probable réside dans une imperfection de la polarisation des deux faisceaux YAG. Celle-ci est contrôlée à l'aide de deux lames demi-onde et quart d'onde placées successivement dans chaque faisceau du piège dipolaire croisé. Nous avons constaté que l'importance des bandes latérales était très sensible à la position de ces lames : nous nous sommes efforcés de minimiser les bandes latérales en utilisant ces quatre degrés de liberté mais une erreur de quelques degrés peut subsister. La polarisation de chaque faisceau peut comporter une petite partie circulaire, ou bien les deux polarisations peuvent faire un petit angle. Si par exemple les deux polarisations sont linéaires mais celle du faisceau 2 est écartée d'un angle θ par rapport à l'axe y ,

le hamiltonien comportera une partie scalaire légèrement modifiée H_0^θ et une partie H_1^θ analogue à un champ magnétique le long du faisceau 1, modulée en quadrature avec H_0^θ selon z . Le calcul de ces hamiltoniens est donné à l'annexe A. L'amplitude de la modulation de H_1^θ est plus faible que celle de H_0^θ par un facteur $\beta_{\text{mod}} \text{tg}\theta$ (β_{mod} est défini au paragraphe 1.5). Pour que le hamiltonien soit diagonal, on ne peut plus choisir arbitrairement l'axe de quantification, il doit être aligné avec le champ magnétique fictif (c'est-à-dire avec le faisceau 2). Selon cet axe de quantification, les impulsions des faisceaux Raman peuvent induire des transitions avec $\Delta m = 0, +1$ ou -1 . Le potentiel dans $|F = 3, m\rangle$ est différent du potentiel dans $|F = 4, m'\rangle$ à cause du terme H_1^\parallel , et ce même si $m = m'$ (l'effet d'un champ magnétique est opposé dans $F = 3$ et dans $F = 4$). Les fonctions d'ondes propres ne sont plus orthogonales et les transitions Raman sont permises. Les bandes latérales sont de faible amplitude car le recouvrement est faible pour des fonctions d'ondes d'énergie différentes, H_1^\parallel n'étant qu'une perturbation de H_0^\parallel . Pour un angle de $\theta = 5^\circ$, le recouvrement (carré du produit scalaire) entre $|F = 3, m, n_z\rangle$ et $|F = 4, m', n_z + 1\rangle$ est $3,9 \cdot 10^{-5} (m + m')^2 (n_z + 1)$. Ce chiffre correspond à une fréquence d'oscillation maximale dans les puits de 130 kHz, que nous avons mesurée expérimentalement. Pour que la probabilité de transition entre ces deux niveaux soit de l'ordre de quelques pour cent — ce que nous observons sur les spectres Raman — il faut que $|m + m'|$ et n_z soient grands : le recouvrement est de 1 % pour $m' = 4 = m + 1$ et $n_z = 4$.

3.4.4 Refroidissement en configuration « lin || lin »

Pour refroidir les atomes, nous avons répété 754 fois la séquence suivante : nous appliquons une impulsion Raman de 100 μs de type Blackman, balayée entre - 80 et - 96 kHz (ce qui correspond à la position de la bande latérale anti-Stokes), d'intensité élevée pour que le couplage soit important. Ce domaine de fréquence correspond à des transitions de n_z vers $n_z - 1$. Les atomes transférés ont perdu de l'énergie externe, qui a été emportée par le photon stimulé émis. Ensuite, nous ramenons les atomes dans $|F = 3\rangle$ au moyen d'une impulsion de 20 μs du repompeur Raman. Les atomes arrivent dans le même niveau vibrationnel $n_z - 1$ puisque nous sommes dans le régime Lamb-Dicke. Après chaque cycle, les atomes qui ont eu la chance d'être excités sont donc refroidis. Pour les autres, rien ne s'est produit. En répétant un grand nombre de fois cette séquence élémentaire, nous sommes parvenus à refroidir tous les atomes dans la direction z . Dans les directions horizontales, seul l'effet du repompeur Raman est visible : les atomes diffusant des photons, ils sont chauffés dans les directions transverses. Une image de temps de vol (figure 3.5) illustre bien cette dissymétrie. La température cinétique² décroît selon z de 14 μK à 6 μK et elle augmente dans les directions transverses de 17 μK à 20 μK . L'incertitude sur la mesure de ces températures est élevée (15 à 20 %), en raison de la forme initiale du nuage (un X) qui rend difficile l'interprétation

2. définie par $k_B T = \langle p^2 \rangle / m$

des images. Nous pouvons estimer le nombre d'excitation moyen $\langle n_z \rangle$ et le nombre

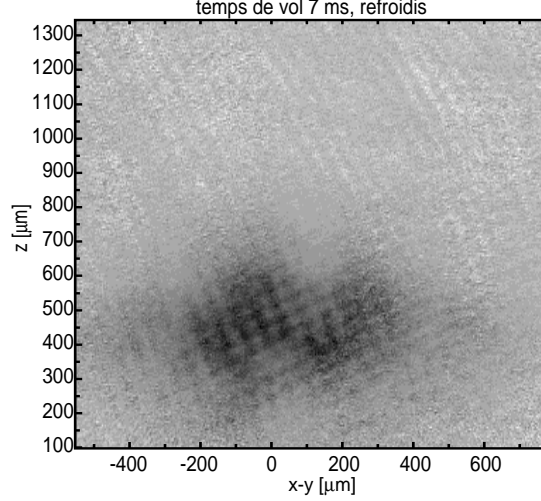


FIG. 3.5 – Image des atomes refroidis dans le piège en configuration « lin || lin », après un temps de vol de 7 ms. La température cinétique selon z ($6 \mu\text{K}$) est nettement inférieure à la température selon les directions horizontales ($20 \mu\text{K}$), ce qui explique la forme grossièrement elliptique du nuage, plus étroit selon z . On garde trace, même pour un temps de vol aussi long, de la forme initiale en X du nuage, ce qui complique l'interprétation des données expérimentales.

d'occupation de l'état fondamental n_0 à partir de la position des bandes latérales (qui nous donne la fréquence d'oscillation moyenne, soit 100 kHz environ) et de la dispersion en vitesses mesurée par temps de vol. Si l'on suppose que le système est thermalisé à la température T , la distribution des vitesses est gaussienne (voir la référence [41] page 632) et la dispersion en impulsion mesurée est reliée à la dispersion en impulsion Δp de l'état fondamental selon :

$$\langle \mathbf{P}^2 \rangle = \frac{1 + e^{-\frac{\hbar\Omega_{\text{osc}}}{k_B T}}}{1 - e^{-\frac{\hbar\Omega_{\text{osc}}}{k_B T}}} \Delta p^2 = \frac{2 - n_0}{n_0} \Delta p^2 \quad (3.10)$$

Cela donne pour notre expérience $\langle n_z \rangle = 0,75$ et $n_0 = 0,57$ après refroidissement. Environ 57 % des atomes sont dans le niveau fondamental de l'un des puits selon z . Ces chiffres donnent un ordre de grandeur mais ne reflètent pas fidèlement la complexité de notre système, puisque les atomes sont en réalité confinés dans un grand nombre de puits de profondeurs différentes : la fréquence d'oscillation n'est pas la même pour tous les atomes.

3.5 Configuration « lin \perp lin »

3.5.1 Première analyse théorique

Dans le cas où les polarisations des deux faisceaux YAG sont orthogonales, le hamiltonien n'est plus scalaire : il est la somme d'un terme scalaire et d'un terme analogue à un champ magnétique aligné avec le faisceau 2. Il existe alors un axe de quantification naturel pour le problème, le long de ce champ magnétique fictif. Un schéma du potentiel calculé dans les deux niveaux hyperfins est donné sur la figure 3.6. La profondeur des micro-puits est proportionnelle à m et vaut $10 \mu\text{K}$ pour $m = 1$. Remarquons que les puits de potentiel dans $|F = 3, m\rangle$ correspondent à des sommets du potentiel dans $|F = 4, m\rangle$. De plus, dans deux puits différents de nombre quantique magnétique m et m' respectivement, un nombre d'excitation n_z inférieur à n'_z peut correspondre à un état d'énergie E supérieure à E' si le puits de m est moins profond que celui de m' (soit si $|m| < |m'|$). Un pic « Rayleigh » ne correspond donc plus nécessairement à une transition à n_z constant, mais simplement à énergie constante (à la structure hyperfine Δ_{SHF} près). La forme du potentiel étant différente pour les différents niveaux, les états $|F = 3, m, n_z\rangle$ et $|F = 4, m', n'_z\rangle$ d'énergie externe différente ne sont pas orthogonaux³ : une transition Raman est possible.

3.5.2 Observations expérimentales

La figure 3.7 montre un spectre Raman typique obtenu dans cette configuration. L'impulsion de sélection employée est une impulsion Blackman de $500 \mu\text{s}$ balayée sur 16 kHz (la plage de balayage est la même pour tous les spectres montrés dans ce chapitre). On observe une raie centrale fine et deux larges bandes latérales, centrées à $\pm 70 \text{ kHz}$ environ. Cette fréquence ne correspond pas à la fréquence d'oscillation dans les puits. Celle-ci dépend du sous-niveau magnétique ; on peut l'estimer à partir de la fréquence maximale de 130 kHz mesurée en configuration « lin \parallel lin ». Elle vaut au centre des deux faisceaux :

$$\Omega_m = \sqrt{\beta_{\text{mod}} \frac{|m|}{4}} \Omega_{\parallel} = 2\pi \sqrt{|m|} \times 20 \text{ kHz} \quad (3.11)$$

où $\beta_{\text{mod}} = 0,093$ est défini au paragraphe 1.5. Les bandes latérales sont ici encore sensibles à l'intensité des faisceaux Raman (figure 3.8) mais guère plus que le pic Rayleigh : l'existence d'un pic central traduit davantage le fait qu'il existe toujours pour tous les atomes de $F = 3$ un niveau de même énergie externe dans $F = 4$ correspondant à la transition $|F = 3, m, n_z\rangle \rightarrow |F = 4, m, n_z\rangle$. Le pic Rayleigh n'a pas un statut fondamentalement différent des bandes latérales : le spectre Raman est le reflet du recouvrement des fonctions d'ondes dans les micro-puits de $|F = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle$.

3. sauf si $m' = -m$ et $n'_z \neq n_z$; mais $-m$ et m ne sont couplés par les faisceaux Raman que si m est nul, cas où il n'existe pas de potentiel modulé

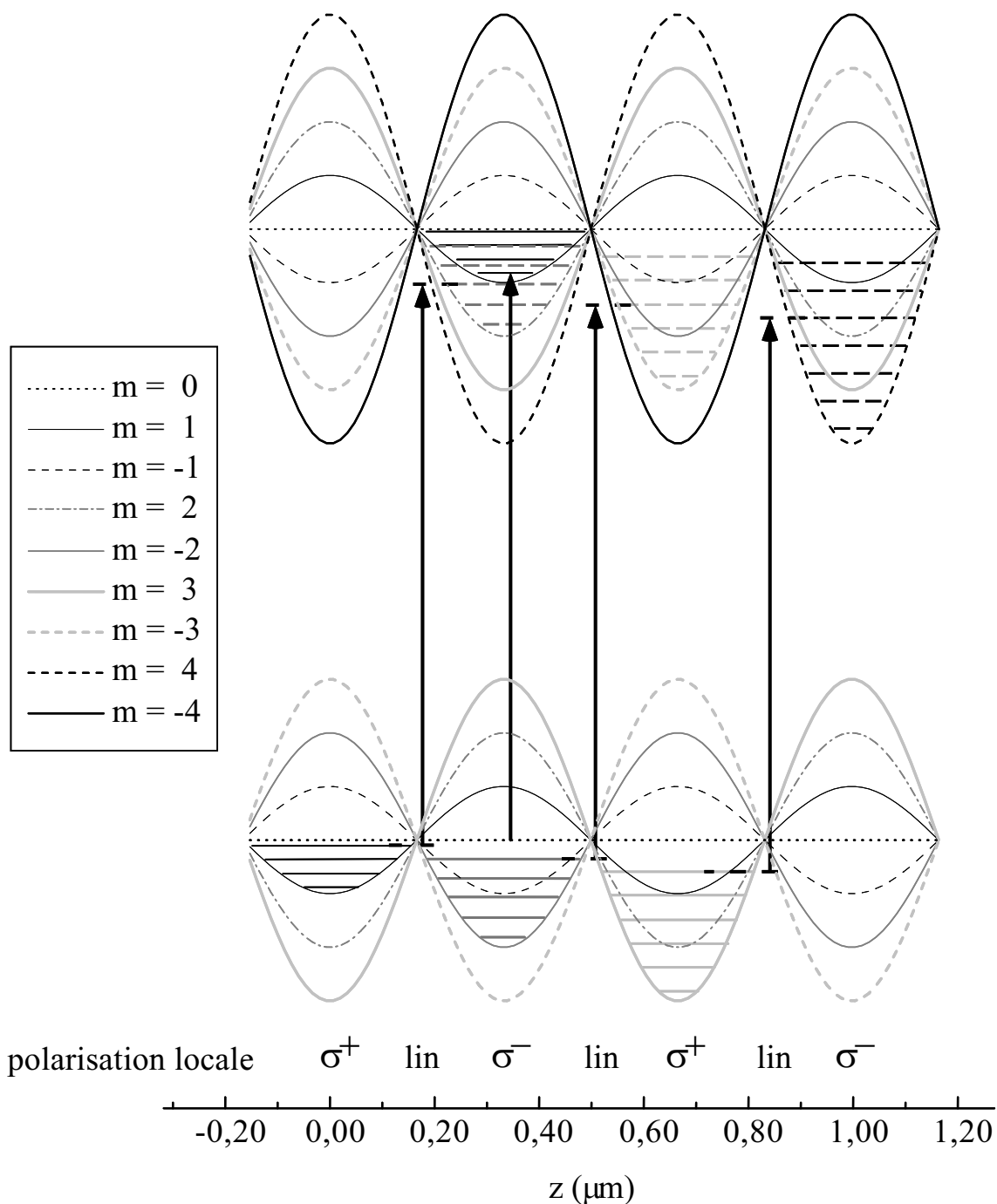


FIG. 3.6 – Potentiel et quelques niveaux d'énergie dans les micro-puits dans $F = 3$ (en bas) et $F = 4$ (en haut). Les puits de même m sont décalés dans les deux sous-niveaux hyperfins. On a représenté quelques transitions possibles. Remarquons qu'une transition de $m = 3$ à $m = 4$ à n_z constant peut correspondre à une fréquence inférieure à la fréquence hyperfine. Les transitions ont lieu en bord de puits où le recouvrement des fonctions d'onde est plus important, sauf à partir de (ou vers) $m = 0$.

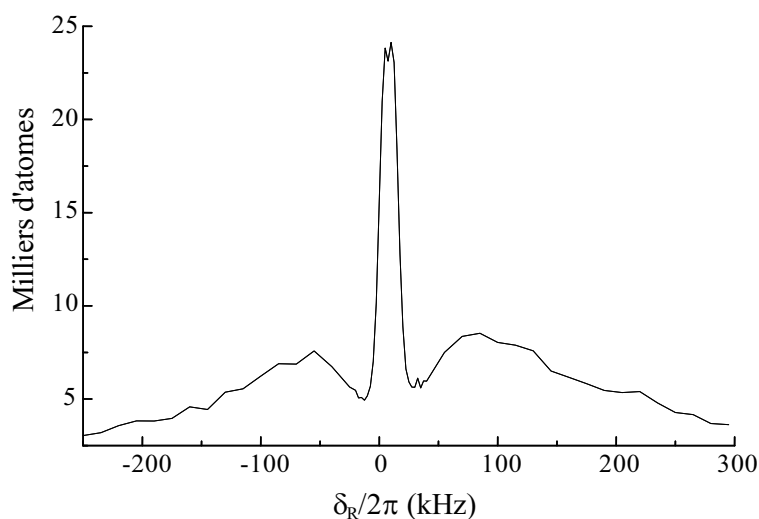


FIG. 3.7 – Exemple de spectre Raman obtenu en configuration « lin \perp lin ». L'impulsion de sélection est un BM^- de $500 \mu s$ balayé de 16 kHz .

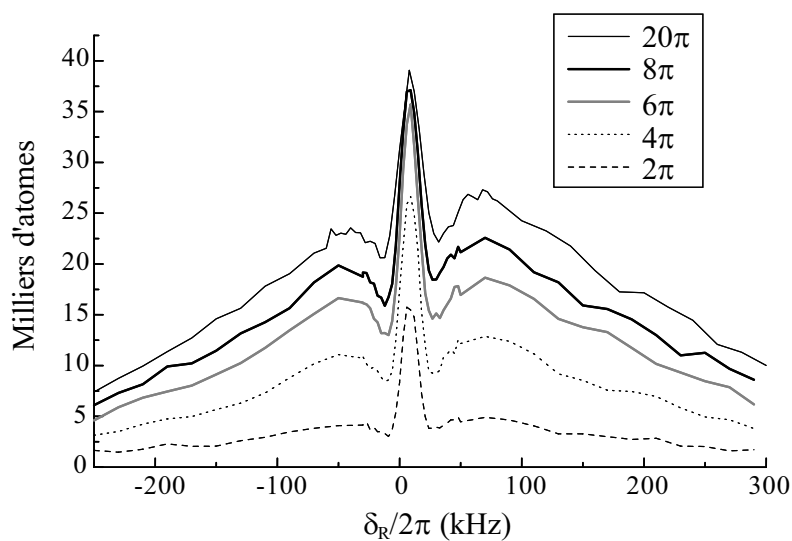


FIG. 3.8 – Effet de la puissance des faisceaux Raman sur l'allure du spectre en configuration « lin \perp lin ». Sont indiqués dans l'encadré la puissance de l'impulsion Raman par rapport à une impulsion π (« 2π » signifie que l'intensité est deux fois plus importante que pour réaliser une impulsion Blackman π). Les impulsions sont des BM^- de $300 \mu s$ balayés de 16 kHz . Le pic central est saturé avant les bandes latérales, celles-ci étant saturées pour une impulsion d'intensité 10π environ.

Une multitude de transitions est possible pour un large domaine de désaccord puisque les énergies vibrationnelles ne sont plus espacées de la même façon pour tous les états m . Cependant, le recouvrement entre les fonctions d'ondes de $|F = 3, m, n_z\rangle$ et $|F = 4, m', n'_z\rangle$ dépend des valeurs de m , m' , n_z et n'_z . Les états très liés ($n_z < 3$) n'ont un recouvrement important qu'avec les états peu liés (n'_z grand) des puits décalés d'une demi-période. En effet, les points de rebroussement classiques d'un état excité, qui correspondent aux endroits où la fonction d'onde est de norme maximale, sont proches du fond du puits décalé (voir figure 3.9). En revanche, le recouvrement est très faible entre deux états très liés de puits décalés. Un état intermédiaire de $F = 3$ (dont l'énergie est proche de la moitié de la profondeur totale des micro-puits, c'est-à-dire de l'énergie potentielle d'un atome dans $m = 0$) a un bon recouvrement avec un état intermédiaire de $F = 4$. Nous reviendrons sur ces considérations pour expliquer l'évolution des spectres Raman au cours du refroidissement. Nous pouvons d'ores et déjà remarquer que l'interprétation d'un spectre Raman est très complexe et qu'il paraît beaucoup plus simple de mesurer la température des atomes selon z en utilisant un temps de vol plutôt qu'en tentant de l'extraire des spectres. Il n'est pas exclu par exemple qu'un même spectre puisse correspondre à deux températures différentes si la répartition des atomes dans les sous-niveaux magnétiques est modifiée.

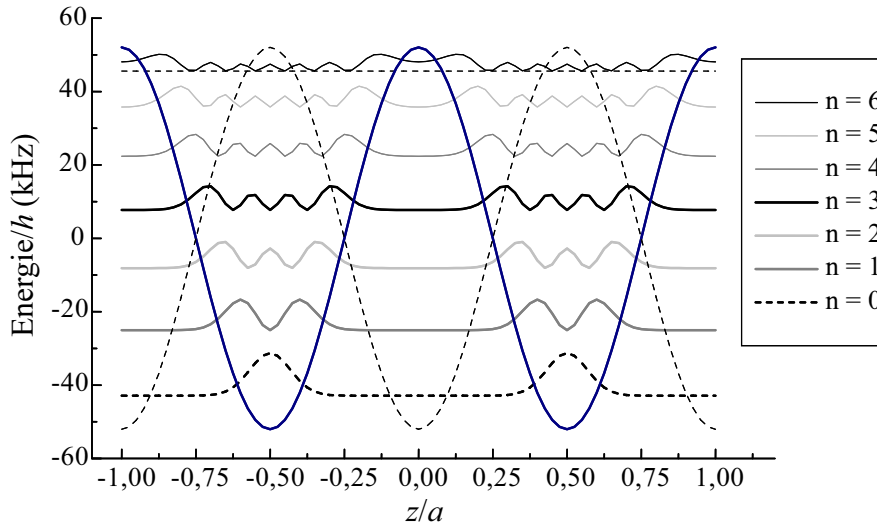


FIG. 3.9 – Norme au carré, en fonction de z/a , des fonctions propres du potentiel modulé pour $m = 1$. On n'a pas tenu compte de la forme du grand puits mais seulement de la modulation sinusoïdale. Le zéro de chaque fonction d'onde correspond à son énergie propre (trait pointillé pour $n_z = 6$). Les fonctions d'ondes des états de n_z faible sont très confinées et n'ont un bon recouvrement qu'avec celles des états de n_z grand. En revanche, le recouvrement entre deux états intermédiaires est bon (énergie proche de la moitié de la profondeur totale).

3.5.3 Refroidissement en configuration « lin \perp lin »

Nous avons refroidi les atomes dans les micro-puits selon z en utilisant la séquence suivante : une impulsion Blackman de $300 \mu\text{s}$ balayée de -40 à -56 kHz suivie d'une impulsion de repompeur Raman de $20 \mu\text{s}$. Nous avons répété cette séquence pendant un temps de refroidissement τ_{ref} variable. Nous pouvons voir sur la figure 3.10 l'évolution du spectre Raman lorsque τ_{ref} varie : la raie anti-Stokes diminue au profit de la raie Stokes. Le pic central est également réduit lorsque τ_{ref} augmente. Cela peut s'expliquer par le fait que lorsque les atomes sont refroidis dans les niveaux de plus basse énergie (avec $n_z < 3$), le recouvrement de $|F = 3, m, n_z\rangle$ avec $|F = 4, m, n_z\rangle$ se dégrade : les fonctions d'onde sont bien localisées et n'ont qu'un recouvrement faible avec la fonction d'onde correspondante dans le niveau $F = 4$, qui est décalée d'une demi-période (figure 3.9).

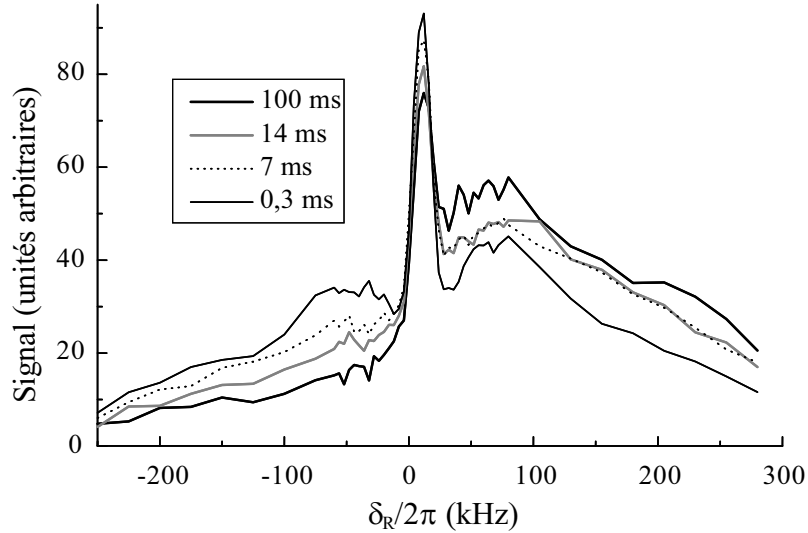


FIG. 3.10 – *Evolution des bandes latérales au cours du refroidissement. Le pic anti-Stokes (à gauche) diminue alors que le pic Stokes (à droite) augmente. Le pic Rayleigh est lui aussi réduit au fur et à mesure du refroidissement.*

La figure 3.11 montre l'évolution du rapport du pic Stokes au pic anti-Stokes. On peut en déduire l'avancement du refroidissement en fonction du temps. Le temps caractéristique du refroidissement est d'une vingtaine de millisecondes — ce qui est plus rapide que le refroidissement Raman d'atomes piégés décrit au chapitre 4. Après 100 ms de refroidissement, la température (mesurée par temps de vol) a chuté de 18 à $3,6 \mu\text{K}$ selon z (elle est passée de 20 à $24 \mu\text{K}$ dans les directions horizontales). Les images de temps de vol montrent de façon frappante la dissymétrie de la distribution de vitesse après refroidissement (figure 3.12).

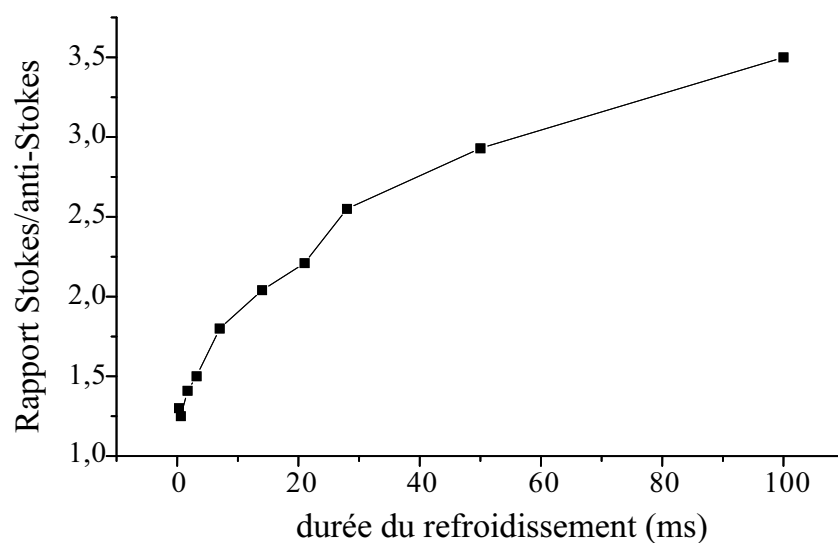


FIG. 3.11 – Evolution du rapport entre la hauteur du pic Stokes (à droite) et du pic anti-Stokes (à gauche) au cours du refroidissement. Le temps caractéristique du refroidissement par bandes latérales est de 20 ms environ.

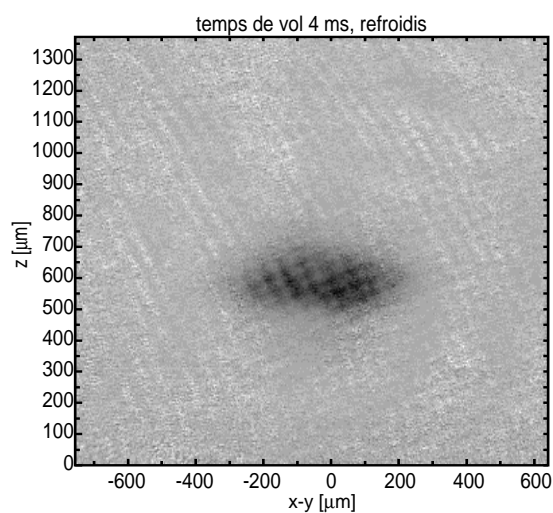


FIG. 3.12 – Image des atomes refroidis dans le piège dipolaire croisé en configuration « lin \perp lin » après un temps de vol de 4 ms. Le refroidissement a lieu dans la direction z , la distribution des vitesses s'élargissant légèrement dans les directions horizontales. La température vaut $T_z = 3,6 \mu K$ selon z et $T_x = 24 \mu K$ selon l'horizontale.

Il est beaucoup plus difficile dans le cas « lin \perp lin » de faire le lien entre la température mesurée et le nombre d'excitation moyen. En effet, les fréquences d'oscillation sont différentes dans les puits de m différent. On ne peut donc plus utiliser l'équation (3.5). La température mesurée correspond pour chaque puits à un nombre d'occupation moyen différent. Elle est cependant inférieure à la profondeur du micro-puits le moins profond ($m = 1$) qui est de $k_B \times 5 \mu\text{K}$. Si l'on se contentait d'observer le spectre Raman, on serait tenté de conclure que les atomes sont en grande majorité dans le niveau fondamental car la raie anti-Stokes disparaît presque complètement. En réalité, quelques niveaux liés sont peuplés. En effet, il faut garder présent à l'esprit le fait que le spectre Raman est le reflet du recouvrement des fonctions d'ondes de $F = 3$ et $F = 4$. Or, lorsque les atomes sont assez froids ($n_z < 3$) sans être dans le niveau fondamental, le recouvrement des fonctions d'ondes de $F = 3$ très confinées avec les fonctions d'ondes décalées de $F = 4$ également très confinées (la raie anti-Stokes correspond à une transition avec réduction de l'énergie externe) devient très mauvais. Le signal Raman est très faible sans que l'on puisse en déduire que les atomes sont dans l'état fondamental. On peut avoir une idée qualitative du nombre d'excitation moyen à partir de la température mesurée par temps de vol, en prenant comme fréquence d'oscillation la moyenne des fréquences d'oscillation. On obtient alors $\langle n_z \rangle = 2,4$, ce qui montre bien que l'on n'a pas atteint le niveau fondamental. Le refroidissement s'arrête avant, lorsque les transitions anti-Stokes deviennent très peu probables.

3.6 Comparaison avec une simulation Monte-Carlo

3.6.1 Principe

Pour interpréter les résultats expérimentaux obtenus en configuration « lin \perp lin », notamment l'allure des spectres Raman, nous avons effectué une simulation Monte-Carlo par fonction d'ondes à une dimension (on appelle x la variable de position). Le programme utilise le langage Fortran 90. Au lieu de faire évoluer la matrice densité du système, on calcule l'effet sur une fonction d'onde tirée au sort du potentiel de piégeage et des impulsions de refroidissement, on mesure au cours du temps un certain nombre de grandeurs (comme l'énergie ou la population dans les sous-niveaux magnétiques) puis on fait la moyenne des mesures sur l'ensemble des fonctions d'onde. Pour simplifier le problème, nous considérons un potentiel sinusoïdal périodique de période a et d'amplitude $U_0 m/4$ pour un niveau magnétique m . Les puits de potentiel sont décalés de $a/2$ dans $F = 3$ et dans $F = 4$. Nous oublions donc l'existence d'un confinement à l'échelle de w_0 . Cela est justifié car dans l'expérience, les atomes sont au fond de ce grand puits et sa courbure est suffisamment faible à l'échelle de a pour que l'on néglige la déformation du potentiel par rapport à une sinusoïde à l'endroit du nuage atomique. Les fonctions d'ondes $\psi(F, m, x)$ sont des fonctions de la position x et de l'état interne (F, m) . Nous sommes contraints de discrétiser les positions en un nombre $ntot$ de x accessibles répartis sur exactement une (ou deux) périodes du potentiel, avec

des conditions aux limites périodiques. Pour passer de la représentation en position à la représentation en impulsion (par exemple pour calculer l'énergie cinétique), on procède à une transformation de Fourier rapide. L'état initial est une onde plane d'impulsion p , dans le sous-niveau $m = 0$, qui est un état propre du hamiltonien total (comme l'amplitude de modulation est nulle dans ce niveau, les fonctions propres sont bien les ondes planes). Les différentes impulsions initiales sont tirées au sort avec une loi gaussienne de largeur liée à la température avant refroidissement. Ce choix permet de commencer dans un état propre du système (hors impulsions Raman) sans avoir à calculer les fonctions propres pour m non nul. Les atomes n'étant pas polarisés dans l'expérience, nous devons nous assurer qu'après quelques impulsions Raman tous les niveaux m sont peuplés.

Nous calculons l'évolution hamiltonienne de la façon suivante : la fonction d'onde $\psi(t + dt)$ à l'instant $t + dt$ s'exprime en fonction de la fonction d'onde à l'instant t selon :

$$\psi(t + dt) = e^{-\frac{i}{\hbar}H(t)dt} \psi(t) \quad (3.12)$$

où $H(t)$ est le hamiltonien total à l'instant t . $H(t)$ est la somme de trois termes : l'énergie cinétique H_{cin} , l'énergie potentielle H_{pot} (les micro-puits) et le couplage Raman $H_{\text{Ram}}(t)$. Il est plus simple de calculer leur effet successivement :

$$\psi(t + dt) = e^{-\frac{i}{\hbar}H_{\text{cin}}(t)dt} e^{-\frac{i}{\hbar}H_{\text{pot}}(t)dt} e^{-\frac{i}{\hbar}H_{\text{Ram}}(t)dt} \psi(t) \quad (3.13)$$

Cependant, comme les trois hamiltoniens ne commutent pas, cette relation n'est vraie que pour un temps dt suffisamment court pour que l'on puisse négliger le commutateur $\frac{dt^2}{\hbar^2} [H_a, H_b]$ où H_a et H_b sont deux des trois hamiltoniens. Il suffit de réduire le pas temporel du programme pour que ce commutateur soit très petit. H_{cin} ne dépend que de la distribution en p de ψ , que nous déduisons de celle en x par transformée de Fourier ; dt étant fixé, son effet peut être calculé une fois pour toutes pour chaque p de la grille et on multiplie $\psi(p)$ par un facteur de phase $g_{\text{cin}}(p)$. De même, H_{pot} ne dépend que de x ; on multiplie $\psi(x)$ par le facteur de phase $g_{\text{pot}}(x)$ pour tenir compte du potentiel modulé. Ces deux hamiltoniens n'agissent que sur l'état externe de ψ . En revanche, $H_{\text{Ram}}(t)$ dépend du temps, le refroidissement se faisant par impulsions, et agit au contraire uniquement sur l'état interne de ψ . Ce hamiltonien est calculé à chaque instant en fonction de l'intensité des faisceaux Raman et de leur désaccord par rapport à Δ_{SHF} .

Après chaque impulsion de refroidissement, on repompe les atomes pendant τ_{rep} : pendant ce temps, la norme de la partie de la fonction d'onde dans $F = 4$ décroît. Il peut y avoir un saut quantique (émission spontanée) si la norme totale de ψ devient inférieure à un nombre tiré au hasard entre zéro et un. On calcule à ce moment-là l'état final de ψ dans $F = 3$ après avoir tiré au sort la polarisation des photons absorbé et émis et leur direction.

3.6.2 Résultats

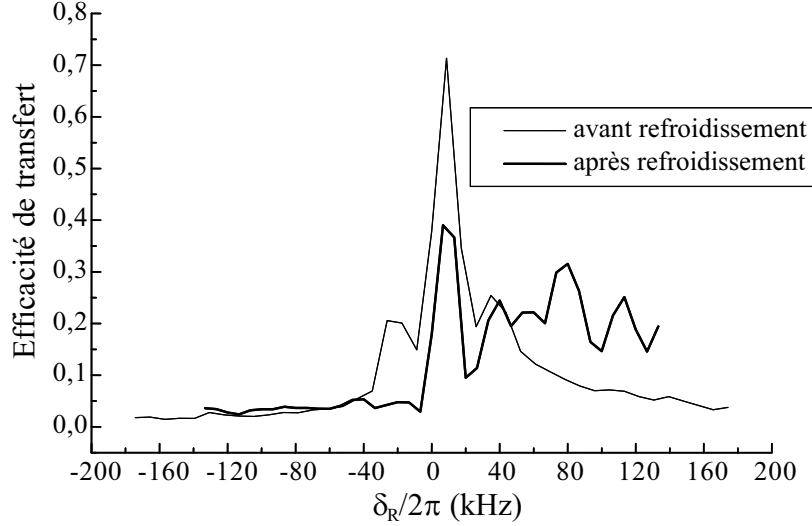


FIG. 3.13 – Spectres Raman obtenus par simulation Monte-Carlo quantique avant (trait fin) et après (trait gras) refroidissement par bandes latérales. La bande latérale de gauche disparaît bien après le refroidissement, bien que le nombre d'occupation moyen soit encore de quelques unités. Le pic Rayleigh diminue comme dans l'expérience, et la raie Stokes augmente et s'élargit.

La figure 3.13 montre les résultats préliminaires obtenus grâce à cette simulation. La modulation avait ici pour amplitude $m \times 1,8 \mu\text{K}$, ce qui est inférieur à la modulation dans l'expérience. Les bandes latérales doivent être plus rapprochées que pour les spectres expérimentaux. C'est effectivement ce que l'on observe sur la figure, puisqu'elles sont centrées avant refroidissement autour de $8 \pm 30 \text{ kHz}$ (on sonde ici encore avec une impulsion Blackman balayée sur 16 kHz). Après 16 ms de refroidissement⁴, le pic Rayleigh est réduit comme nous l'avons observé expérimentalement. La raie anti-Stokes disparaît alors que la raie Stokes augmente et s'élargit, bien que le nombre d'occupation moyen soit encore élevé (supérieur à trois). En effet, lorsque les atomes sont confinés suffisamment au fond des puits, le recouvrement de leur fonction d'onde n'est important qu'avec celles des états peu confinés, qui sont à des énergies élevées : on aura donc un signal important pour la raie Stokes à haute énergie. Au contraire, avant le refroidissement, le recouvrement avec des états d'énergie proche de l'énergie initiale (qui est élevée) est bon et les bandes latérales s'étendent moins vers les hautes fréquences.

Les résultats de cette simulation, bien que préliminaires, nous confortent dans l'interprétation des spectres expérimentaux avancée plus haut. Ils sont en bon accord

4. La séquence utilisée est la même que dans l'expérience.

qualitatif avec l'expérience. Nous avons observé également avec la simulation une modulation de la densité atomique de période $a/2$, ce qui montre la localisation des atomes dans les puits (on a deux réseaux de période a décalés d'une demi-période). Cette simulation pourra servir de base à une amélioration de la séquence de refroidissement et à une compréhension complète des mécanismes en jeu dans le refroidissement.

3.7 Refroidissement en « lin || lin » jusqu'au niveau fondamental du réseau

3.7.1 Configuration adoptée

Nous avons vu que le refroidissement par bandes latérales fonctionne dans les deux configurations de polarisation « lin || lin » et « lin \perp lin » lorsque les faisceaux Raman se propagent dans le même sens. Dans le cas « lin || lin » où le potentiel est le plus simple, puisqu'il est le même pour tous les sous-niveaux $|F, m_F\rangle$ de l'état fondamental, la transition est *a priori* interdite et l'observation d'un faible couplage n'est due qu'à la présence d'un défaut dans la polarisation des lasers YAG. Nous pouvons nous placer dans cette configuration et obtenir un bien meilleur couplage si nous alignons délibérément les faisceaux Raman selon $+z$ et $-z$, de sorte qu'ils se propagent en sens opposés. Le couplage n'est alors plus purement interne: il existe une partie externe e^{i2kz} . Le facteur 2 vient de ce que le recul causé par le photon absorbé et le photon émis sont dans la même direction. Nous avons donc repris les expériences décrites au paragraphe 3.4 dans cette nouvelle géométrie pour les faisceaux Raman. Pour toutes les expériences décrites dans ce paragraphe (spectres Raman ou séquences de refroidissement) les faisceaux Raman se propagent selon $\pm z$ en sens opposés.

3.7.2 Observation de bandes latérales

L'esprit de ces nouvelles expériences est le même que pour les expériences déjà décrites: nous effectuons dans un premier temps un spectre Raman pour situer les bandes latérales et en déduire la fréquence d'oscillation dans les puits. Puis, nous appliquons une série d'impulsions Raman accordées sur la raie anti-Stokes, chacune suivie d'une impulsion de repompeur Raman. Les outils diagnostiques que nous pouvons utiliser pour estimer le degré de refroidissement sont ensuite le spectre Raman ou le temps de vol.

La figure 3.14 montre un spectre Raman obtenu avant refroidissement (trait pointillé). L'impulsion de sélection est un créneau réalisant la condition π pour la raie centrale (Rayleigh). L'allure du spectre est la même si l'on utilise une impulsion Blackman compensée pour sélectionner. On peut d'emblée noter que les bandes latérales sont d'amplitude bien plus importante que lorsque les faisceaux Raman se propagent dans le même sens: avec cette impulsion, on ne pouvait pas alors distinguer de bande latérale.

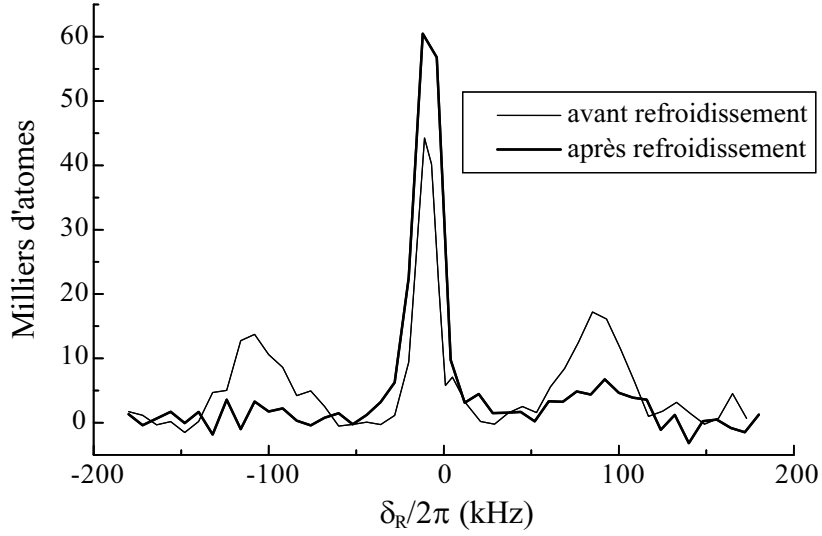


FIG. 3.14 – Spectres Raman obtenus avec une impulsion de sélection créneau de $100 \mu\text{s}$, avant (trait fin) et après (trait gras) 20 impulsions de refroidissement par bandes latérales. Les faisceaux Raman se propagent en sens opposés le long de z .

De plus, on constate que les bandes latérales sont assez larges, ce qui est le reflet de la multitude de fréquences d'oscillation dans le piège⁵. Pour réduire la largeur des raies, nous avons commencé par charger le piège dipolaire croisé dans la configuration de polarisation « lin \perp lin » pour limiter son extension selon z . Après 50 ms, nous tournons lentement la polarisation (en 30 ms) pour passer en « lin \parallel lin ». Ainsi, les atomes occupent un plus petit nombre de plans selon z et nous pouvons réduire la largeur des bandes latérales, comme le montre le spectre Raman obtenu dans ces conditions (trait fin). La fréquence d'oscillation autour de laquelle nous allons appliquer les impulsions de refroidissement vaut 100 kHz environ.

3.7.3 Résultat du refroidissement

Nous avons répété 20 fois la séquence suivante : une impulsion Blackman de $500 \mu\text{s}$ balayée entre -46 kHz et -144 kHz de façon à recouvrir la bande latérale anti-Stokes, suivie d'une impulsion de repompeur Raman de $40 \mu\text{s}$. Pour ces expériences, le repompeur Raman était asservi sur la raie $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$. Après refroidissement, la bande latérale Stokes est à peine visible et la raie anti-Stokes disparaît complètement du spectre Raman si l'on choisit comme impulsion de sélection une impulsion π pour la raie Rayleigh (voir figure 3.14). En effet, rappelons que dans le régime perturbatif, le poids des bandes latérales par rapport à la raie centrale vaut respectivement

5. Rappelons que la fréquence d'oscillation dépend de la profondeur locale du micro-puits et donc de la position de l'atome dans le grand puits.

$(2k\Delta x_0)^2 < n >$ et $(2k\Delta x_0)^2 (< n > + 1)$ pour les raies anti-Stokes et Stokes. Cela correspond pour nos paramètres à des poids respectifs de l'ordre de $< n > / 15$ et $(< n > + 1) / 15$ par rapport à la raie Rayleigh et pour $< n >$ proche de zéro nous ne pouvons plus distinguer la bande latérale anti-Stokes.

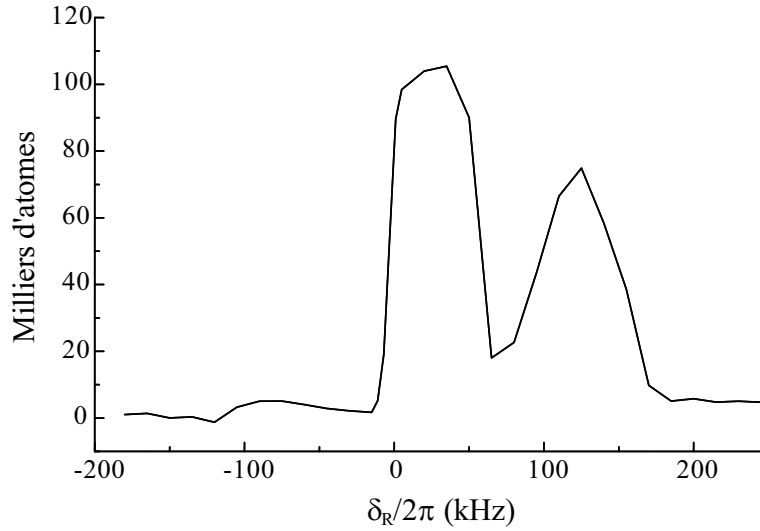


FIG. 3.15 – Spectre Raman après (trait gras) 100 impulsions de refroidissement par bandes latérales. Les faisceaux Raman se propagent en sens opposés le long de z . L'impulsion de sélection est un Blackman de 1 ms et d'intensité maximale balayé de 57,5 kHz dans le sens négatif, ce qui explique le décalage des pics. Le rapport des raies Stokes à anti-Stokes vaut $1/15$, c'est-à-dire que 93 % des atomes se trouvent dans l'état fondamental selon z .

Pour savoir s'il reste des atomes dans des niveaux différents de $n_z = 0$, nous appliquons une impulsion de sélection très intense, balayée très lentement, de sorte que tous les atomes soient excités par la raie Stokes. Nous mesurons le signal obtenu pour la raie anti-Stokes dans les mêmes conditions. L'amplitude de la raie Stokes est proportionnelle au nombre total d'atomes N alors que celle de la raie anti-Stokes est proportionnelle à $N - N_0$ où N_0 est le nombre d'atomes dans l'état fondamental, ceux-ci ne pouvant faire de transition vers un état plus lié. En faisant le rapport des deux amplitudes, on obtient la fraction d'atomes qui ne sont pas dans l'état fondamental. La figure 3.15 illustre cette méthode. Pour ces données, nous avons répété 100 fois le cycle de refroidissement décrit ci-dessus. Nous avons utilisé une impulsion BM^- de 1 ms et d'intensité maximale balayé de 57,5 kHz comme impulsion de sélection. Le taux d'occupation de l'état fondamental déduit de ce spectre est $n_0 = 93\%$, ce qui correspond à $< n > = 0,07$. Ces résultats représentent une très nette amélioration par rapport à ceux que nous avons initialement obtenus avec des faisceaux Raman tous deux alignés selon $-z$. Les atomes passent l'essentiel de leur temps dans le niveau fondamental d'un puits harmonique,

état minimal dans lequel on a : $\Delta p \Delta x = \hbar/2$.

Nous avons également effectué une mesure de la température selon z par temps de vol. La dispersion en vitesses observée est de 12,5 mm/s, à comparer avec la dispersion en vitesses de l'état fondamental de 12,2 mm/s pour un potentiel harmonique de fréquence 100 kHz. Cela est en accord qualitatif avec la mesure de $\langle n \rangle$ faite par spectre Raman : les atomes sont presque tous dans l'état fondamental. En utilisant l'équation (3.10), on obtient avec la température mesurée par temps de vol $n_0 = 98 \%$. Compte tenu de l'incertitude sur la mesure (voisine de 20 %) et de la multitude de fréquences d'oscillation dans les micro-puits, les deux valeurs trouvées pour n_0 sont en bon accord.

3.7.4 Une autre expérience dans le domaine

Nous allons à présent discuter une expérience proche de la nôtre réalisée simultanément dans le groupe de Poul Jessen à Tucson (Arizona) [36]. Les chercheurs ont obtenu par refroidissement par bandes latérales dans un réseau bidimensionnel un échantillon d'atomes de césium dont 98 % sont dans le niveau fondamental, soit un nombre moyen d'excitation $\langle n_x \rangle \simeq \langle n_y \rangle \simeq 0,01$.

Le réseau est produit par trois faisceaux coplanaires dont les polarisations sont linéaires et contenues dans le plan des faisceaux (voir figure 3.7.4). Le plan des faisceaux est vertical pour que la gravité soit compensée. Les lasers sont désaccordés de 20 GHz en-dessous de la résonance $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ de longueur d'onde 852 nm. L'axe z orthogonal au plan est un bon axe de quantification, les polarisations se décomposent uniquement en σ^+ et σ^- par rapport à cet axe. En l'absence de toute lumière polarisée π , les niveaux m ne sont pas couplés entre eux et le hamiltonien du déplacement lumineux est diagonal. On a un réseau en polarisation et on peut montrer que les atomes sont confinés dans les puits où la lumière est polarisée purement σ^+ ou purement σ^- . Au début de l'expérience, les atomes sont pompés dans le sous-niveau $|F = 4, m = 4\rangle$ pour lequel un puits correspond à une polarisation σ^+ . La fréquence d'oscillation dans les puits vaut $20 \Omega_{\text{rec}}$ environ, ce qui signifie que le paramètre de Lamb-Dicke est de l'ordre de $\eta = 0,2$. Remarquons que le mouvement en dehors du plan est parfaitement libre, les atomes n'étant soumis à aucune force selon z (axe horizontal).

Le couplage Raman pour le refroidissement est réalisé avec les mêmes faisceaux que le piégeage. La polarisation de l'un des lasers piégeant est légèrement tournée en dehors du plan des faisceaux pour qu'un peu de lumière polarisée π soit présente dans le milieu. Cela induit un couplage Raman entre les niveaux m : on peut passer de $|F = 4, m\rangle$ à $|F = 4, m - 1\rangle$ par absorption d'un photon σ^- et émission stimulée d'un photon π (ou absorption d'un photon π et émission stimulée d'un photon σ^+). Le hamiltonien n'est alors plus diagonal.

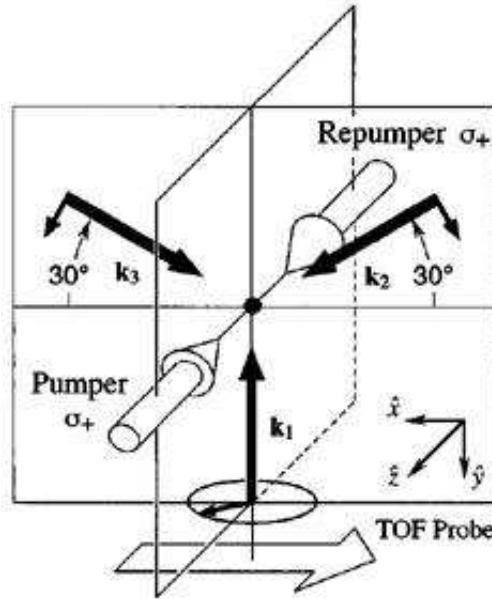


FIG. 3.16 – Configuration des faisceaux piégeant (trait noir) et des lasers de refroidissement (en blanc) dans l'expérience du groupe de Poul Jessen. Les faisceaux sont dans un plan vertical pour que la gravité soit compensée. La direction z n'est pas piégée. Les polarisations sont contenues dans le plan des faisceaux piégeant, à l'exception du faisceau vertical dont la polarisation linéaire possède une petite composante perpendiculaire au plan des faisceaux.

On ajoute un champ magnétique selon z dont l'amplitude est telle que le déplacement entre m et $m - 1$ vaille exactement l'énergie vibrationnelle : ainsi les niveaux $|F = 4, m = 4, n\rangle$ et $|F = 4, m = 3, n - 1\rangle$ sont dégénérés. Cela revient à accorder la transition Raman sur la bande latérale anti-Stokes. Le champ magnétique nécessaire est de 120 mG environ selon $-z$ ⁶.

Pour ramener les atomes vers $|F = 4, m = 4, n - 1\rangle$ et donc achever un cycle de refroidissement, les chercheurs ajoutent au dispositif expérimental un faisceau laser polarisé σ^+ et accordé sur la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$. On doit superposer à celui-ci un laser de même polarisation accordé sur $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ car les atomes peuvent changer de sous-niveau hyperfin lors du repompage. Pour résumer, la phase de refroidissement consiste à ajouter aux faisceaux piégeant un champ magnétique selon z et deux faisceaux pour repomper les atomes vers le niveau de m extrême. L'état $|F = 4, m = 4, n = 0\rangle$ est un état noir pour la transition Raman puisqu'il n'est en résonance avec aucun autre état.

La température finale est mesurée par temps de vol⁷, dans deux directions du plan de piégeage séparées de 120°. Après 11 ms de refroidissement par bandes latérales, la

6. Les niveaux magnétiques sont déplacés de $m\gamma B$ avec $\gamma = 350$ kHz/G.

7. On mesure en fonction du temps le signal de fluorescence des atomes tombant à travers une

température obtenue est $T = 0,966(10) \mu\text{K}$, ce qui correspond à un nombre d'excitation moyen de $\langle n_x \rangle = \langle n_y \rangle = 0,008(16)$, soit $n_0 = 0,984(31)$, déduit de l'équation (3.10).

La relative simplicité technique de cette expérience réside dans le fait que les mêmes faisceaux sont utilisés à la fois pour le piégeage et le refroidissement. Dans notre expérience, au contraire, le refroidissement est complètement découplé du piégeage. Cela présente un avantage autre qu'une situation conceptuellement plus simple : nous pouvons manipuler à notre guise l'état externe des atomes. Après avoir préparé un échantillon dans l'état fondamental du réseau, nous pouvons par exemple préparer l'état de Fock $|n_z = 1\rangle$ en appliquant une impulsion Raman efficace (par exemple une impulsion balayée) accordée sur la raie Stokes. Les atomes effectuent alors la transition $|F = 3, n_z = 0\rangle \longrightarrow |F = 4, n_z = 1\rangle$. Après repompage, ils se trouvent dans $|F = 3, n_z = 1\rangle$. Des expériences visant à réaliser un tel transfert et à mesurer la distribution en vitesse du premier état excité du réseau ont été réalisées au laboratoire et seront relatées dans la thèse d'Isabelle Bouchoule. Nous pouvons également préparer une superposition cohérente des états $|n_z = 0\rangle$ et $|n_z = 1\rangle$ en utilisant une transition Raman d'amplitude et de durée bien contrôlées. Cela ne me semble pas possible avec la configuration expérimentale choisie par le groupe de P. Jessen. Si l'on change le sens du champ magnétique pour que $|F = 4, m = 4, n = 0\rangle$ soit en résonance avec $|F = 4, m = 3, n = 1\rangle$, alors ce dernier niveau sera aussi résonnant avec $|F = 4, m = 2, n = 2\rangle$ (et tous les niveaux $|F = 4, m, n = 4 - m\rangle$). Les atomes seront dispersés dans tous ces niveaux et si on ajoute un repompeur, ils seront simplement chauffés de façon incohérente.

Une autre différence entre les deux expériences est que le refroidissement est bidimensionnel dans l'expérience américaine et seulement unidimensionnel dans la nôtre. Ceci n'est pas une limite fondamentale : nous pouvons, en modifiant la géométrie de notre montage, obtenir un confinement et un refroidissement bidimensionnel dans un réseau d'intensité pur, donc sans modifier la physique en jeu. De plus, les atomes sont confinés à trois dimensions dans le piège dipolaire croisé dans notre expérience alors qu'il existe une direction non piégée dans l'autre montage, ce qui limite énormément la durée de vie des atomes dans le réseau : ils s'échappent selon z en quelques dizaines de millisecondes, ce qui est à comparer avec la durée de vie de une à deux secondes que nous observons pour le piège dipolaire croisé.

Ainsi, bien que les bons résultats de P. Jessen nous semblent très intéressants et que leur dispositif soit plus simple que le nôtre, nous pensons que la souplesse liée à l'indépendance des processus de piégeage et de refroidissement dans notre expérience est un atout majeur pour l'application des techniques de refroidissement par bandes latérales à la production d'états quantiques très purs (comme des états de Fock) ou de chats de Schrödinger. Nous pensons poursuivre des études sur cette voie dans le groupe.

nappe de lumière résonnante très fine située 4,7 cm en-dessous du réseau (direction y , voir figure 3.7.4).

Article : Sideband cooling of neutral atoms in a far-detuned optical lattice

Hélène Perrin, Axel Kuhn, Isabelle Bouchoule et Christophe Salomon,
Europhys. Lett. **42**, 395 (1998).

Chapitre 4

Refroidissement Raman d'atomes piégés : premiers résultats

Introduction

Pour atteindre la condensation de Bose-Einstein, il faut atteindre une densité dans l'espace des phases $n\lambda_{\text{dB}}^3 = 2,612$ où n est la densité atomique et λ_{dB} la longueur d'onde de de Broglie, définie par

$$\lambda_{\text{dB}} = \frac{h}{\sqrt{2\pi mk_B T}} \quad (4.1)$$

Cela correspond à une densité et une température telles que les atomes sont délocalisés sur une taille de l'ordre de la distance entre atomes. Le refroidissement évaporatif dans un piège magnétique a permis à plusieurs équipes dans le monde de parvenir à la condensation [11, 12]. Une alternative à cette voie est d'utiliser le refroidissement Raman dans un piège non dissipatif comme le piège dipolaire croisé. L'intérêt de cette méthode est qu'elle devrait être plus rapide (quelques centaines de millisecondes au lieu de quelques dizaines de secondes) et ne devrait pas causer de perte d'atomes. De plus, nous n'utilisons que des moyens optiques pour piéger et refroidir les atomes et non pas des champs magnétiques intenses, ce qui est beaucoup plus souple d'utilisation et plus adapté aux éventuelles applications ultérieures : nous pouvons en particulier couper le piège en une centaine de nanosecondes, ce qui est très difficile à réaliser lorsque celui-ci repose sur l'utilisation de champs magnétiques créés par de forts courants. Nous allons donc discuter dans ce chapitre le principe de refroidissement Raman pour des atomes confinés et présenter les résultats que nous avons obtenus [32].

Dans un piège harmonique, la taille du nuage est directement liée à la dispersion en vitesse via les fréquences d'oscillations $\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z$. Si v est la largeur de la distribution des vitesses et N le nombre d'atomes, la densité pic (au centre du piège de forme gaussienne) a pour expression :

$$n_0 = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} = \frac{N \Omega_x \Omega_y \Omega_z}{(2\pi)^{3/2} v^3} \quad (4.2)$$

L'expression de la longueur d'onde de de Broglie est par ailleurs :

$$\lambda_{\text{dB}} = \hbar \sqrt{\frac{2\pi}{mk_B T}} = \sqrt{2\pi} \frac{\hbar}{mv} \quad (4.3)$$

On peut donc, dans un piège harmonique, relier la densité pic dans l'espace des phases à la dispersion en vitesse v et au nombre d'atomes N selon :

$$n_0 \lambda_{\text{dB}}^3 = N \frac{(\hbar\Omega_x)(\hbar\Omega_y)(\hbar\Omega_z)}{(mv^2)^3} = \frac{N}{8} \left(\frac{\Omega_x}{\Omega_{\text{rec}}} \right) \left(\frac{\Omega_y}{\Omega_{\text{rec}}} \right) \left(\frac{\Omega_z}{\Omega_{\text{rec}}} \right) \left(\frac{v_{\text{rec}}}{v} \right)^6 \quad (4.4)$$

On voit bien dans l'équation (4.4) le rôle des fréquences d'oscillations dans le piège : plus elles sont élevées et moins il est nécessaire de refroidir pour atteindre une densité dans l'espace des phases élevée. Dans notre piège, avec une puissance de 5 W par faisceau YAG et un col de 80 μm (c'est-à-dire avec des fréquences d'oscillations de $\Omega_x = 2\pi \times 275$ Hz, $\Omega_y = 2\pi \times 340$ Hz et $\Omega_z = 2\pi \times 210$ Hz) on a en fait, sans tenir compte de la dégénérescence des 7 sous-niveaux magnétiques de $|F = 3\rangle$:

$$n_0 \lambda_{\text{dB}}^3 = 2,86 \cdot 10^{-4} N \left(\frac{v_{\text{rec}}}{v} \right)^6 \quad (4.5)$$

Si les atomes ne sont pas polarisés mais sont répartis dans les différents états m , la densité dans l'espace des phases doit être divisée par 7. Cela signifie que pour avoir $n_0 \lambda_{\text{dB}}^3 = 1$, il faut atteindre $v = 1,7 v_{\text{rec}}$ pour 100 000 atomes polarisés ($v = 1,4 v_{\text{rec}}$ s'ils ne sont pas polarisés) ou bien $v = 1,2 v_{\text{rec}}$ pour 10 000 atomes polarisés ($v = 0,85 v_{\text{rec}}$ s'ils ne le sont pas). La vitesse atteinte est beaucoup plus importante que le nombre d'atomes pour la densité dans l'espace des phases puisque cette dernière varie comme Nv^{-6} . Avec un nombre d'atomes raisonnable, une dispersion en vitesse autour de la vitesse de recul suffirait pour atteindre un régime de dégénérescence quantique. Ces chiffres semblent très encourageants. Cependant, ils correspondent à une densité pic n_0 de l'ordre de 10^{14} atomes/cm³ à la fin du refroidissement. Or, à ces densités, la diffusion multiple de photons joue un rôle central. Un atome peut absorber le photon émis spontanément par un autre atome, ce qui produit une force répulsive effective entre atomes qui limite la densité à quelques 10^{13} atomes/cm³ [18]. On peut alors penser, et cela sera confirmé par des expériences décrites au chapitre 6, que la réabsorption de photons compliquera la situation simple décrite ci-dessus.

4.1 Principe du refroidissement Raman

Le refroidissement Raman sur les atomes libres est présenté de façon détaillée dans le mémoire de thèse de Jakob Reichel [40]. Nous en rappellerons brièvement le principe, puis nous nous intéresserons à son adaptation aux atomes confinés dans le piège dipolaire croisé.

4.1.1 Cas des atomes libres

Le refroidissement Raman est l'une des méthodes qui permettent de franchir la limite de la température de recul T_{rec} (voir chapitre 1). D'après un modèle très simplifié, l'idée du refroidissement Raman — qui est voisine de celle du refroidissement par piégeage cohérent de population sélectif en vitesse (en anglais VSCPT pour velocity selective coherent population trapping) [27, 54] — est de préserver autour de la vitesse nulle une « boule noire » de rayon v_c dans l'espace des vitesses dans laquelle les atomes ne voient jamais la lumière laser : s'ils s'y trouvent, ils restent dans cette région indéfiniment. Ailleurs, on fait subir aux atomes des cycles absorption-émission d'un photon spontané (ou transition Raman stimulée-transition Raman spontanée) de sorte que l'impulsion des atomes change aléatoirement. Les atomes ont en particulier une certaine probabilité de tomber dans la boule protégée d'où ils ne peuvent sortir. Ils finissent donc par être accumulés au voisinage de la vitesse nulle. Cela conduit à un refroidissement subrecul si la vitesse critique v_c est inférieure à v_{rec} . Pour le refroidissement par VSCPT, la boule est créée par l'interférence destructive entre deux amplitudes de transition. En ce qui concerne le refroidissement Raman, c'est l'expérimentateur qui choisit avec la forme et le désaccord des impulsions sélectives en vitesse utilisées de ne pas exciter les atomes au voisinage de la vitesse nulle. Une analyse théorique plus complète utilisant les statistiques de Lévy [55] a montré que la forme du profil d'excitation en fonction de la vitesse au voisinage de la vitesse nulle (en v^α) est un paramètre important pour la température finale obtenue [56, 30, 40, 29]. En dimension D , sur des atomes libres, l'optimum du refroidissement est obtenu lorsque $\alpha = D$.

Le refroidissement laser subrecul repose donc sur une marche au hasard dans l'espace des vitesses. Celle-ci conduit plus vite les atomes vers la boule noire s'il existe une force de friction qui ramène les atomes à proximité de la vitesse nulle. Pour cela, les faisceaux Raman se propageant en sens opposé ($\beta = \pi$), on choisit de n'exciter que les atomes dont la projection de la vitesse selon l'axe des faisceaux Raman v_a est en valeur absolue supérieure à v_c et dirigée dans le sens du laser Raman 2 (voir chapitre 2). Ainsi, cette composante v_a de la vitesse des atomes qui sont excités change de $2 v_{\text{rec}}$ après la transition et la nouvelle vitesse est plus proche de zéro. Il faut pour cela choisir un désaccord Raman δ_R inférieur à $4\Omega_{\text{rec}}$, la condition de résonance étant :

$$\delta_R = 4\Omega_{\text{rec}} \left(\frac{v_a}{v_{\text{rec}}} + 1 \right) \quad (4.6)$$

Sur les atomes libres, en alternant le sens des faisceaux Raman pour refroidir tous les atomes quelle que soit la direction de leur vitesse, le refroidissement Raman a conduit à des températures aussi basses que 3 nK ($T_{\text{rec}}/70$) à une dimension pour le césium [30], 1,2 μK ($1,4 T_{\text{rec}}$) à deux dimensions et 4,3 μK ($5,3 T_{\text{rec}}$) à trois dimensions pour le sodium [31].

4.1.2 Adaptation aux atomes piégés

Il est très difficile de généraliser le refroidissement Raman à trois dimensions sur les atomes libres, et les résultats obtenus sont bien moins convaincants que ceux des expériences à une dimension. En effet, la marche au hasard dans un espace à trois dimensions conduit beaucoup plus lentement les atomes au voisinage de la vitesse nulle. Or, le temps dont dispose l'expérimentateur est limité (typiquement 20 ms) car les atomes libres tombent sous l'effet du champ de pesanteur et sortent des faisceaux Raman. Une solution est alors de confiner les atomes dans un piège compatible avec le refroidissement Raman — c'est-à-dire un piège non dissipatif comme le piège dipolaire croisé [57]. Il a ainsi été possible d'atteindre une température tri-dimensionnelle de $0,42 T_{\text{rec}}$ pour des atomes de sodium confinés dans un piège dipolaire en forme de pyramide pointant vers le bas [33].

Dans un piège, il n'est plus nécessaire pour refroidir tous les atomes d'alterner la direction des faisceaux Raman ; en effet, la direction de la vitesse atomique change après une demi-période d'oscillation et les atomes que l'on n'a pas pu exciter lors d'une impulsion le seront une demi-période plus tard. De plus, si les trois fréquences d'oscillation dans le piège sont différentes, les trois axes propres sont bien définis (il n'y a pas de plan propre). La vitesse atomique se décompose selon chacun de ces axes selon $\mathbf{v} = v_x \mathbf{e}_x + v_y \mathbf{e}_y + v_z \mathbf{e}_z$. Si l'on choisit la direction des faisceaux Raman de sorte que $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ ait une projection non nulle selon chacun des trois axes propres, par exemple $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 = 2 k_R \mathbf{e}_a = \frac{2}{\sqrt{3}} k_R (\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y + \mathbf{e}_z)$, la condition de résonance fait intervenir les trois composantes de la vitesse :

$$v_a = \frac{1}{\sqrt{3}}(v_x + v_y + v_z) \quad (4.7)$$

Une vitesse v_a positive correspond à un déplacement dans le sens de la variation d'impulsion $2 k_R \mathbf{e}_a$ communiquée par les faisceaux Raman, alors qu'une vitesse v_a négative correspond à un déplacement en sens opposé. Pour réduire la norme de la vitesse à chaque transfert Raman, il faut donc exciter les atomes de vitesse v_a négative, inférieure à $-v_c$. Si la vitesse d'un atome reste toujours inférieure à v_c en norme, v_a est supérieure à $-v_c$ et l'atome n'est pas excité. Sinon, v_a sera à un moment inférieure à $-v_c$ et l'atome sera excité. Après le transfert Raman, sa nouvelle vitesse est $\mathbf{v}' = \mathbf{v} + 2 v_{\text{rec}} \mathbf{e}_a$ et chaque composante est modifiée :

$$\begin{aligned} v'_x &= v_x + \frac{2}{\sqrt{3}} v_{\text{rec}} \\ v'_y &= v_y + \frac{2}{\sqrt{3}} v_{\text{rec}} \\ v'_z &= v_z + \frac{2}{\sqrt{3}} v_{\text{rec}} \end{aligned} \quad (4.8)$$

Le refroidissement s'exerce donc sur les *trois degrés de liberté à la fois* dès que l'axe Raman est couplé aux trois axes propres. Remarquons qu'il est important que les

trois fréquences propres soient non dégénérées : si deux d'entre elles sont égales, il existera toujours une direction propre orthogonale à l'axe de refroidissement — donc non refroidie.

Pour des atomes piégés, le refroidissement tridimensionnel est donc beaucoup plus simple que pour des atomes libres : il est inutile de multiplier les directions selon lesquelles sont présents les faisceaux de refroidissement, une direction suffit. C'est le mouvement des atomes dans le piège qui couple l'axe refroidi aux autres axes. Il est de plus inutile d'alterner le sens de propagation des faisceaux puisque les atomes eux-mêmes changent le sens de leur vitesse au cours d'une période d'oscillation.

4.2 Optimisation de la séquence de refroidissement

Les atomes sont préparés dans le piège dipolaire croisé en configuration « lin \perp lin » chargé à partir d'un piège magnéto-optique (voir chapitre 1). Pour ces expériences, le réseau selon z n'était pas stabilisé car la différence de marche entre les deux bras du piège était d'une quarantaine de centimètres. Au moment de la coupure du PMO, les atomes sont pompés dans le sous-niveau hyperfin $|F = 3\rangle$ (le repompeur est coupé 4 ms avant les autres faisceaux et le champ magnétique). Nous attendons une vingtaine de millisecondes avant de commencer à refroidir les atomes avec les faisceaux Raman, de sorte que le champ magnétique soit nul au centre de la cellule. Cela est important pour éviter tout élargissement Zeeman du profil d'excitation Raman. Puis, nous appliquons une série d'impulsions Raman qui font passer des atomes de vitesse contrôlée de $|F = 3\rangle$ à $|F = 4\rangle$, chacune étant suivie par une impulsion du repompeur Raman, accordé sur la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Les faisceaux Raman se propagent en sens opposés selon l'axe $[1, 1, -1]$.

L'impulsion « idéale » consisterait en une impulsion dont la probabilité d'excitation serait égale à un pour $v_a < -v_c$ et qui décroîtrait ensuite pour être nulle à la vitesse nulle. Nous pouvons réaliser un profil d'excitation qui s'approche de cet idéal en utilisant des impulsions Blackman balayées (voir chapitre 2). L'une des difficultés du refroidissement Raman — qui fait aussi sa richesse — est de trouver des paramètres pour cette impulsion de refroidissement qui donnent les meilleurs résultats possibles : il faut ajuster la durée de l'impulsion, l'intensité maximale des faisceaux Raman au cours de l'impulsion, la plage de balayage $\Delta\delta$ du désaccord, la vitesse de coupure v_c qui détermine la taille de la boule noire, le nombre de répétitions d'un cycle élémentaire de refroidissement... Pour que la condition de résonance donnée par l'équation (4.6) ait un sens, il faut en particulier que la durée de l'impulsion soit petite devant les trois périodes d'oscillation dans le piège (de l'ordre de 3 ms), sinon la vitesse change sensiblement pendant l'impulsion.

Nous avons effectué une simulation simple du refroidissement Raman sur un atome dans le piège [32]. La puissance dans chaque bras du YAG est prise égale à 5 W et le col des faisceaux à 100 μm . Le mouvement dans le piège est simulé par une oscillation

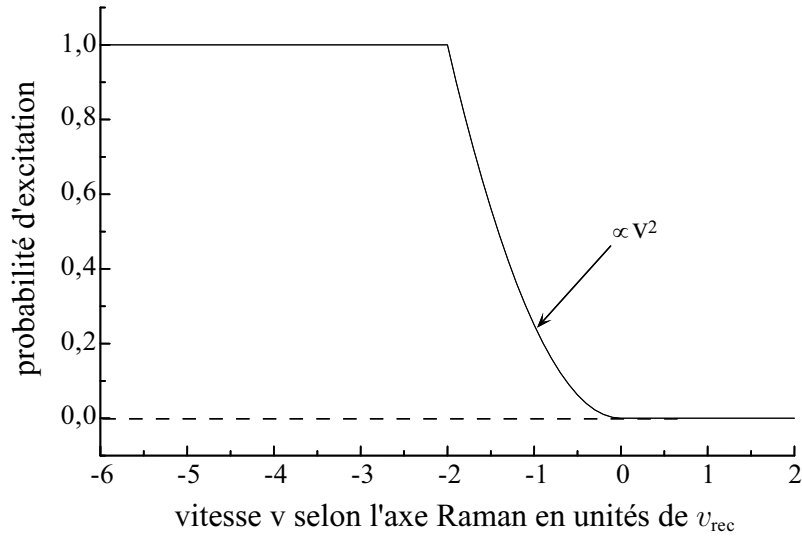


FIG. 4.1 – *Modèle simplifié de l'excitation par une impulsion Blackman balayée utilisé dans la simulation. La probabilité d'excitation vaut 1 pour $v_a < -2 v_{rec}$, décroît entre $-2 v_{rec}$ et zéro avec une excitation parabolique au voisinage de zéro, puis est nulle pour $v_a > 0$.*

harmonique classique aux trois fréquences $\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z$. La position initiale de l'atome et la direction de sa vitesse sont tirées au sort, et la norme de la vitesse est choisie de sorte que l'énergie totale (potentielle + cinétique) vaille $k_B \times 20 \mu\text{K}$. Les impulsions Raman sont modélisées par un transfert instantané de l'atome de $F = 3$ à $F = 4$ suivant un profil d'excitation fonction de sa vitesse représenté sur la figure 4.1. L'atome revient dans $F = 3$ après un repompage qui lui communique 3 vitesses de recul dans des directions aléatoires (dans l'expérience, les atomes sont repompés après 1,3 cycle absorption-émission en moyenne, ce qui correspond à 2,7 photons échangés). On peut faire varier le délai τ_c entre les impulsions Raman (la cadence de refroidissement).

Les résultats de cette simulation sont présentés sur la figure 4.2. L'énergie atomique diminue bien au cours du temps mais le délai τ_c entre les impulsions joue un rôle très important : lorsqu'il est trop long, le refroidissement n'est pas très efficace — il est lent. Cependant il ne faut pas réduire trop ce délai : s'il est trop petit par rapport aux périodes d'oscillation dans le piège, le refroidissement Raman ne fonctionne pas à trois dimensions. En effet, les atomes sont rapidement refroidis selon l'axe Raman mais ils sont chauffés dans les directions perpendiculaires. On peut le comprendre de la façon suivante : après quelques impulsions espacées de τ_c , la direction de la vitesse des atomes n'a pas eu le temps de changer ; on atteint rapidement une vitesse faible selon l'axe Raman mais les atomes sont chauffés dans la direction transverse par le processus de repompage. Si le rythme des impulsions est trop rapide, ce taux de chauffage est important et le gain obtenu dans la direction des faisceaux Raman suffit difficilement

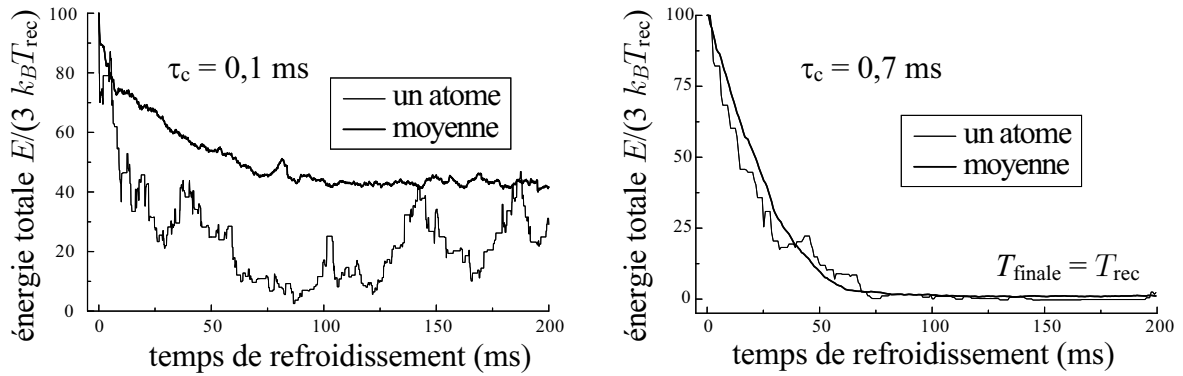


FIG. 4.2 – Evolution de l'énergie totale (cinétique + potentielle) en fonction du temps de refroidissement pour deux valeurs de τ_c , 0,1 ms et 0,7 ms. Dans le premier cas, le refroidissement n'est pas très efficace ; on constate sur le graphe de l'évolution pour un seul atome que le refroidissement est en compétition avec un chauffage dû au repompeur Raman. En revanche le refroidissement fonctionne correctement dans le second cas. La température limite atteinte vaut environ T_{rec} .

à le compenser ; le refroidissement à trois dimensions est alors peu efficace. Le calcul numérique prévoit l'existence d'un optimum pour τ_c , qui est voisin d'un sixième à un dixième des périodes d'oscillation¹ (voir figure 4.3). Après 100 ms de refroidissement, on obtient théoriquement une température de T_{rec} si l'on adopte la cadence d'une impulsion toutes les 0,8 ms.

4.3 Premiers résultats expérimentaux en « lin \perp lin », $\Delta\omega = 0$

En optimisant la température finale pour une durée de refroidissement fixe (70 ms), nous avons opté pour la séquence suivante : nous appliquons d'abord une impulsion Blackman de 300 μ s balayée dans le sens positif de -98 kHz à -25 kHz, ce qui correspond à exciter les atomes ayant une vitesse v_a comprise entre -12 et -3 v_{rec} . L'intensité des faisceaux Raman est six fois plus élevée que pour une impulsion π de 300 μ s. Chaque impulsion Raman est suivie par une impulsion du repompeur Raman de 100 μ s. Chaque cycle dure donc 400 μ s au total. En répétant 170 fois cette séquence, nous avons obtenu une distribution en vitesse large de 3,2 v_{rec} , contre 5,3 v_{rec} avant refroidissement. Cela correspond à une température abaissée de 28 T_{rec} à 10,2 T_{rec} (2 μ K). La distribution des vitesses a été mesurée en faisant un spectre Raman sélectif en vitesse montré sur la figure 4.4 avec une impulsion de sélection fine (pour une impulsion de 100 μ s, le profil d'excitation est proche d'une gaussienne de largeur 6,5 kHz, soit 0,8 v_{rec}). Remarquons

1. Elles valent, pour 5 W par bras et un col de 100 μ m, 5,7 ms, 4,6 ms et 7,4 ms.

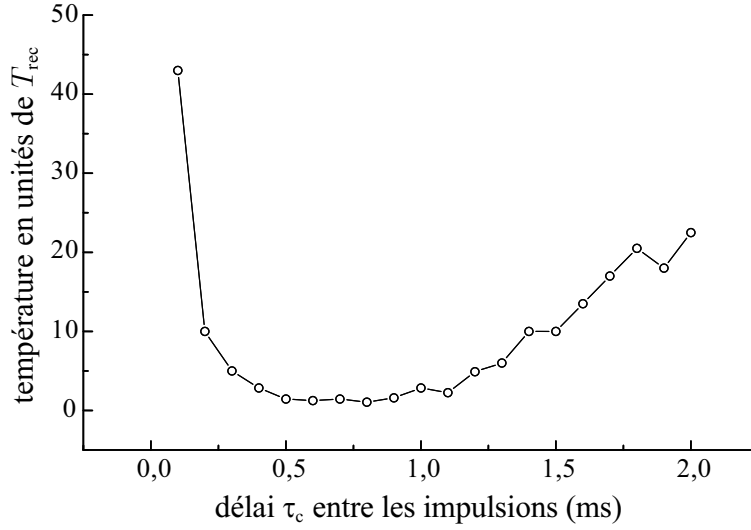


FIG. 4.3 – Résultat de la simulation à un atome : température atteinte après 100 ms de refroidissement (en unités de la température de recul $T_{rec} = 200$ nK) en fonction du délagi τ_c entre les impulsions Raman. Il existe un optimum $T = T_{rec}$ aux alentours de 0,8 ms, à comparer avec les trois périodes d'oscillation dans le piège $T_x = 5,7$ ms, $T_y = 4,6$ ms et $T_z = 7,4$ ms pour un col de 100 μm .

que le nombre total d'atomes, correspondant à l'aire sous la courbe, n'est pas modifié au cours du refroidissement qui se fait donc ici sans perte notable d'atome. Ce n'est en général pas le cas, comme nous le verrons dans la suite.

Nous avons vérifié en prenant des images du piège dipolaire croisé avant et après refroidissement que la vitesse était bien réduite dans les trois dimensions. La figure 4.5 montre des images du piège prises avec et sans refroidissement Raman ; comme on l'attend, l'effet du refroidissement est non seulement de réduire la dispersion en vitesse mais également la taille du nuage confiné. Nous n'observons pas une réduction d'un facteur v_{ini}/v_{fin} mais plutôt moindre : à cause de la densité atomique élevée, nos mesures de la taille du nuage sans temps de vol sont en effet imprécises et surestiment la taille réelle du piège d'autant plus que la densité a augmenté au cours du refroidissement (voir chapitre 1). Le gain dans l'espace des phases que nous avons obtenu vaut $(v_{ini}/v_{fin})^6 = 20$. La densité pic des atomes refroidis est de $n_0 = 1,3 \cdot 10^{12}$ atomes par cm^3 à un facteur 2 près, ce qui correspond à une densité dans l'espace des phases de $n_0 \lambda_{dB}^3 = 2 \cdot 10^{-4}$ en tenant compte de la dégénérescence d'un facteur 7 des sous-niveaux magnétiques de l'état fondamental $|F = 3\rangle$. A titre de comparaison, la densité dans l'espace des phases dans un piège magnéto-optique vaut typiquement $4 \cdot 10^{-6}$ (pour une densité de 10^{11} atomes par cm^3 et une température de 5 μK). Nous avons donc nettement augmenté la densité dans l'espace des phases grâce au refroidissement Raman.

Nous avons constaté que, en accord avec la simulation simple à un atome, la

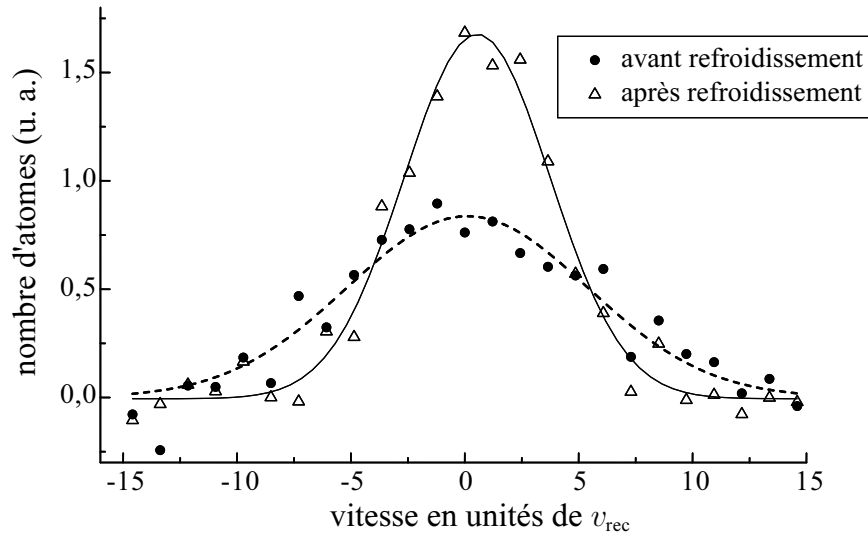


FIG. 4.4 – *Distribution des vitesses dans le piège avant et après refroidissement Raman. L'impulsion de sélection utilisée est une impulsion π Blackman compensée de 100 μ s.*

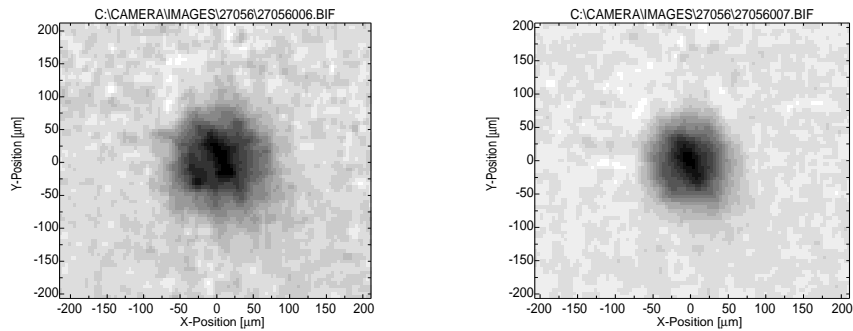


FIG. 4.5 – *Images du piège dipolaire croisé non refroidi ($28 T_{rec}$) (a) ou après 70 ms de refroidissement Raman ($10 T_{rec}$) (b). La taille du nuage est réduite après refroidissement.*

température finale est plus élevée si nous augmentons la cadence. Cependant les impulsions plus courtes ont également un profil d'excitation de la vitesse avec un flanc plus large, ce dont ne tenait pas compte la simulation, et il est difficile de faire la part dans la vitesse finale entre ces deux effets.

Nous avons également observé que l'intensité du repompeur Raman influence la température finale : celle-ci est plus basse si nous réduisons la puissance du repompeur Raman. La direction du repompeur Raman n'est pas indifférente non plus : les résultats du refroidissement sont meilleurs si nous choisissons pour le repompeur Raman une « géométrie de piège magnéto-optique », c'est-à-dire si le faisceau est présent dans

six bras se croisant au centre de la cellule. La température finale est plus élevée si le repompeur est par exemple dirigé dans le sens du laser Raman 2 (le changement de la vitesse est alors de v_{rec} en moyenne par cycle).

4.4 Limitations

Lorsque nous avons tenté d'augmenter le temps de refroidissement, nous n'avons pas mesuré de dispersion en vitesse inférieure à $3 v_{\text{rec}}$. Nous n'avons pas pu obtenir de température plus basse en réduisant le rayon de la boule noire, c'est-à-dire en utilisant des impulsions plus longues (plus étroites) et plus proches de $v = 0$. De plus, nous avons observé que les séquences de refroidissement induisaient une perte d'atomes, en plus de celle causée par les collisions avec le gaz résiduel (temps caractéristique de l'ordre de la seconde). Il semblerait donc que le refroidissement soit en compétition avec un mécanisme de chauffage et que nous atteignons une température qui corresponde à l'équilibre entre les deux processus.

4.4.1 Chauffage par diffusion de photons (YAG ou Raman)

Une origine possible de ce chauffage est l'excitation directe des atomes par le laser YAG ou les faisceaux Raman, qui peuvent causer des transitions Raman spontanées. Au centre des faisceaux, l'excitation due au YAG est réduite à 2,6 photons par seconde. En ce qui concerne les laser Raman, pour les impulsions que nous avons utilisées, le nombre de photons spontanés émis par impulsion et par atome est de 10^{-2} environ. Nous répétons les impulsions toutes les $400 \mu\text{s}$, ce qui correspond à un taux d'absorption de photon de $\gamma = 25 \text{ s}^{-1}$. Cela est bien supérieur au taux d'excitation causé par le laser YAG et nous allons négliger celui-ci. La vitesse quadratique moyenne u augmente d'après une loi de diffusion :

$$u = \sqrt{u_0^2 + \gamma t v_{\text{rec}}^2} \quad (4.9)$$

La température varie donc linéairement avec le temps t : $T = \gamma t T_{\text{rec}}$. Le taux de chauffage attendu est de $25 T_{\text{rec}}$ par seconde ($5 \mu\text{K}$ par seconde). Cela est bien inférieur au taux de refroidissement moyen de $250 T_{\text{rec}}$ par seconde obtenu pendant les 70 ms de refroidissement, durant lesquelles nous avons baissé la température de $18 T_{\text{rec}}$. Cependant, l'efficacité du refroidissement diminue lorsque la température s'approche de zéro. Pour éviter que l'excitation directe de la raie D_2 par les faisceaux Raman ne nuise au refroidissement, on peut augmenter le désaccord Δ_R . Pour réduire le chauffage d'un facteur 10, il faut dix fois plus d'intensité et un désaccord dix fois plus grand. Nous pourrions obtenir ces conditions en focalisant les faisceaux Raman sur une centaine de microns. En remplaçant de plus les diodes Raman esclaves par des diodes laser plus puissantes et en se passant de fibres optiques, on pourrait obtenir une intensité dix à cent fois plus importante sur les atomes. Il ne nous a pas semblé cependant que le problème de la diffusion de photons des faisceaux Raman était l'obstacle majeur au

refroidissement : nous n'avons pas observé de chauffage en laissant les faisceaux Raman allumés seuls (sans repompage) en permanence.

4.4.2 Rôle du réseau selon z

Un autre effet pourrait également être responsable du chauffage qui concurrence le refroidissement Raman. Le laser YAG n'est pas monomode longitudinal — il comporte plusieurs fréquences différentes — et les micro-puits que nous avons utilisé pour faire du refroidissement par bandes latérales (chapitre 3) ne sont pas stabilisés pour ces expériences de refroidissement Raman : la différence de marche entre les deux bras du piège vaut 40 cm environ. Pour deux fréquences du laser espacées de 150 MHz, la structure produite est décalée de 0,4 fois sa période. La puissance dans chacun des modes peut fluctuer, ce qui cause une fluctuation de la micro-structure. Celle-ci est également perturbée si la longueur de l'un des bras change par rapport à l'autre, ce qui peut être le cas si un miroir vibre par exemple². Or, une modulation des micro-puits peut engendrer un chauffage des atomes. Si tel est le cas, la température des atomes piégés doit augmenter au cours du temps. Nous avons parfois observé un chauffage dans le piège dipolaire croisé de l'ordre de $9,5 \mu\text{K/s}$ ($47,5 T_{\text{rec}}/\text{s}$), non reproductible d'un jour à l'autre. Une façon d'éviter tout chauffage de ce type est de décaler la fréquence de l'un des faisceaux YAG de $\Delta\omega$ par rapport à l'autre, de sorte que tout réseau interférentiel se moyenne à zéro, les atomes ne pouvant suivre l'évolution temporelle du réseau si l'on choisit par exemple $\Delta\omega = 100 \text{ MHz}$. Cela est simple à réaliser en plaçant un modulateur acousto-optique dans l'un des bras du laser YAG. Nous avons effectué cette modification du montage au cours de ma thèse et les expériences décrites au chapitre 6 ont été faites après ce changement, dans le piège dipolaire croisé « lisse ».

4.4.3 Bandes latérales

La présence du réseau selon la verticale a une autre conséquence : elle cause un élargissement du profil d'excitation vers la vitesse nulle ou des vitesses v_a positives. Nous appliquons des impulsions Raman désaccordées vers le rouge ($\delta_R < 0$) de la transition hyperfine. Cependant, pour un atome dans un micro-puits, il existe plus d'une résonance selon le niveau vibrationnel de départ n_z et d'arrivée n'_z . Si par exemple une transition $|F = 3, m, n_z\rangle \rightarrow |F = 4, m', n'_z\rangle$ de fréquence inférieure à la fréquence hyperfine est accessible³, le désaccord des faisceaux Raman vu par les atomes peut-être positif : les atomes excités ont alors une vitesse horizontale dans le sens du changement d'impulsion communiqué par les faisceaux Raman, c'est-à-dire qu'ils sont chauffés et non refroidis. On peut aussi exciter des atomes de vitesse nulle, le remplissage de la boule noire autour de $v = 0$ étant donc en concurrence avec un mécanisme de perte. Notons également que nous ne pouvons certainement pas réduire la dispersion en vitesses

2. Cela reste vrai si le laser piégeant est monomode longitudinal.

3. Cela correspond à la raie anti-Stokes décrite au chapitre 3.

selon z en-deçà de celle de l'état fondamental des micro-puits (voir chapitre 3). Ces problèmes peuvent être évités en supprimant le réseau comme nous l'avons mentionné ci-dessus.

4.4.4 Réabsorption de photons

Enfin, une limite plus fondamentale du refroidissement Raman pourrait expliquer nos résultats. Lors du processus de repompage, un atome émet un photon spontané résonnant avec la transition $|F = 3\rangle \longrightarrow |F' = 3\rangle$. Ce photon peut être réabsorbé par un atome de vitesse nulle dans $|F = 3\rangle$, ce qui provoque une perte des atomes de la boule noire. Ce mécanisme de réabsorption de photon est d'autant plus probable que la densité atomique est élevée (le libre parcours moyen des photons dans le nuage est alors plus court). Or, la densité augmente au cours du refroidissement Raman : plus la température est basse et plus la réabsorption est importante. Avec une densité pic de $n_0 = 1,3 \cdot 10^{12}$ atomes par cm^3 et une section efficace d'absorption donnée par :

$$\sigma = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \quad (4.10)$$

un modèle très simple prédit qu'un photon émis au centre d'un nuage gaussien isotrope de largeur $10 \mu\text{m}$ à $1/\sqrt{e}$ sera diffusé cinq ou six fois avant de quitter le nuage. Des études théoriques [34] ont montré que le chauffage par réabsorption pouvait être réduit si l'on baissait l'intensité du repompeur Raman, ce qui est en accord avec nos observations. Cependant, il faudrait que le taux de repompage soit inférieur à la fréquence d'oscillation pour supprimer complètement les effets néfastes de la réabsorption, ce qui n'est pas le cas dans notre expérience (les fréquences d'oscillation ne sont pas suffisamment élevées pour que nous puissions nous placer dans cette limite). Nous reviendrons au chapitre 6 sur la réabsorption de photons et les moyens proposés pour limiter le chauffage qu'elle provoque. Nous pensons que cet effet est prépondérant dans la limite observée pour le refroidissement.

Article : Three Dimensional Raman Cooling using Velocity Selective Rapid Adiabatic Passage

Axel Kuhn, Hélène Perrin, Wolfgang Hänsel et Christophe Salomon, *OSA TOPS on Ultracold Atoms and BEC 1996*, **7**, édité par Keith Burnett (1997)

Chapitre 5

Refroidissement évaporatif et association avec du refroidissement Raman

Introduction

En étudiant la variation du nombre d'atomes dans le piège dipolaire croisé en fonction du temps, nous avons observé aux temps courts ($t < 500$ ms) des pertes importantes que n'expliquent pas les seules collisions avec les atomes chauds du gaz résiduel. Aux temps longs en revanche, on observe une décroissance exponentielle du nombre d'atomes reliée à la pression du gaz dans la cellule : les atomes sont expulsés du piège après une collision avec un atome chaud du gaz résiduel. De plus, la température des atomes piégés décroît pendant ces premières centaines de millisecondes. Ce que nous mesurons est en fait le résultat de refroidissement évaporatif spontané dans le piège dipolaire croisé. La densité initiale (quelques 10^{11} atomes par cm^3) et la température (une vingtaine de μK soit un cinquième de la profondeur du puits de potentiel) sont telles que le taux de collisions entre atomes est loin d'être négligeable pendant la durée de vie du piège dipolaire croisé : il atteint quelques dizaines de Hertz. Les atomes se thermalisent en quelques centaines de millisecondes et la température baisse spontanément (figure 5.1).

Nous avons décidé d'exploiter les grandes densités — donc le taux élevé de collisions élastiques — que nous sommes capables de réaliser dans le piège dipolaire croisé en forçant l'évaporation. C'est la méthode, initialement développée pour l'hydrogène polarisé [9, 10], qui a été employée avec succès dans des piège magnétiques pour obtenir la condensation de Bose-Einstein [11, 12]. Nous avons également combiné le refroidissement Raman à une ouverture du piège¹ pour atteindre des températures très basses, proches de la limite du recul.

1. obtenue en réduisant la puissance du laser YAG, comme pour l'évaporation

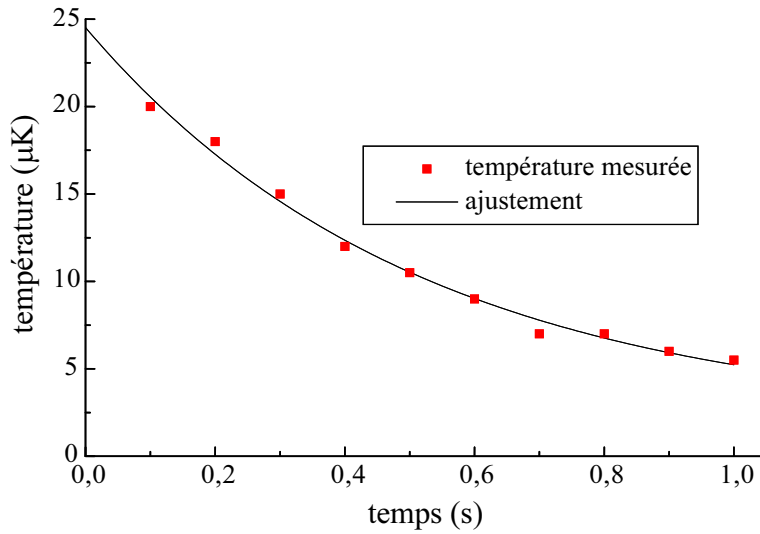


FIG. 5.1 – Evolution spontanée de la température mesurée par temps de vol dans le piège dipolaire croisé. Les carrés représentent les données expérimentales, la courbe en trait plein est un ajustement par une exponentielle décroissante. On trouve un temps à $1/e$ de 500 ms pour ces données.

5.1 Principe du refroidissement évaporatif

L'idée du refroidissement évaporatif est la suivante : considérons un ensemble d'atomes confinés dans un puits de potentiel de profondeur U à la température T (avec $U = \chi k_B T$). Lors d'une collision élastique entre deux atomes piégés, il peut arriver que l'un des atomes acquière suffisamment d'énergie pour sortir du piège (figure 5.2). Cette énergie est fournie par l'autre atome qui est donc refroidi. Si χ est grand, l'énergie

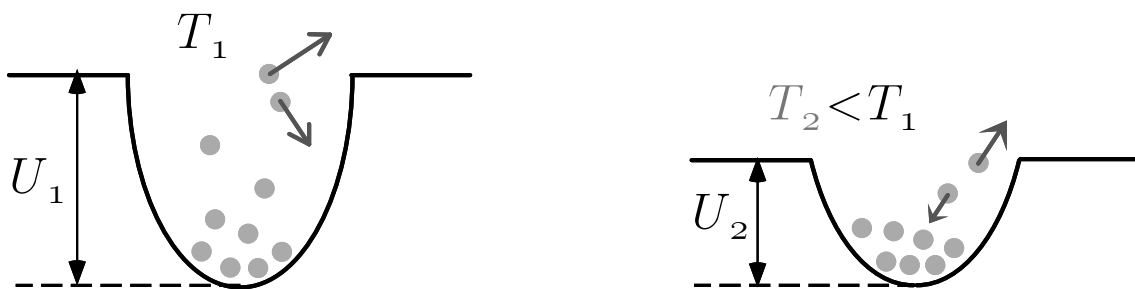


FIG. 5.2 – Principe du refroidissement évaporatif : après une collision élastique, si un atome sort d'un puits de potentiel de profondeur U_1 , il emporte avec lui de l'énergie et les atomes restants sont à une température inférieure. On peut accélérer le processus en baissant la profondeur du potentiel au cours du temps.

emportée est importante mais ce processus est peu probable. Il existe manifestement un optimum pour la valeur du paramètre χ [58]. Si on laisse se faire l'évaporation, χ augmente car la température diminue et le refroidissement évaporatif devient très lent. Pour éviter cela, on peut « forcer » l'évaporation en réduisant la profondeur du puits U et maintenir χ à une valeur fixe. Dans ces conditions, l'optimum pour χ est voisin de 5 [58].

Le paramètre important pour le refroidissement évaporatif est le taux de collisions élastiques Γ_{coll} , relié à la section efficace de collision σ , à la vitesse relative moyenne entre deux atomes \bar{v} et à la densité atomique moyenne \bar{n} selon

$$\Gamma_{\text{coll}} = \bar{n}\sigma\bar{v} \quad (5.1)$$

pour une section efficace constante. \bar{n} est relié à la densité pic (au centre) par $\bar{n} = n_0/2\sqrt{2}$ et \bar{v} à la vitesse quadratique moyenne v dans une direction par $\bar{v} = 4v/\sqrt{\pi}$. Nous avons pris ici la définition du taux de collisions élastiques utilisée dans la référence [59] et le calcul détaillé est donné à l'annexe B. Pour que le refroidissement évaporatif puisse avoir lieu, ce taux doit être bien plus élevé que le taux de perte des atomes, causé par exemple par les collisions avec le gaz chaud dans la cellule. Pour notre expérience, cela signifie que le taux de collisions doit être beaucoup plus grand que 1 Hz. Les expériences effectuées dans le groupe par l'équipe de Jean Dalibard [59, 42] ont montré que dans le cas du césium, la section efficace dépend fortement de la température en raison d'une résonance à énergie nulle. σ est donné dans l'intervalle de température [5 μK , 50 μK] par

$$\sigma = \frac{8\pi}{k^2} = \frac{8\pi\hbar^2}{m^2\bar{v}^2} \quad (5.2)$$

pour des atomes polarisés dans $|F=4, m_F=4\rangle$. Lorsque la température tend vers zéro, on s'attend à ce que la section efficace sature et tende vers une constante $\sigma_0 = 8\pi a^2$, où a est la longueur de diffusion. Entre ces deux limites, σ est donné par :

$$\sigma = \frac{8\pi a^2}{1 + k^2 a^2} \quad (5.3)$$

La longueur de diffusion a est mal connue pour le césium. mais on sait qu'elle est plus beaucoup grande que pour les autres alcalins, ce qui est dû à la résonance de diffusion que nous avons mentionnée. $|a|$ est en tout cas supérieure à 260 a_0 où $a_0 = 0,53 \text{ \AA}$ est le rayon de Bohr [59], et probablement supérieure à 1000 a_0 [60]. Dans l'hypothèse où l'on a $|a| = 1000a_0 = 530 \text{ \AA}$, la température à laquelle $k^2 a^2$ vaut 1 (qui correspond à la transition entre les deux valeurs de la section efficace) est de 1,3 μK . On ne peut voir de différence entre les deux comportements qu'à une température inférieure ou de l'ordre du microKelvin.

Lorsque les atomes ne sont pas polarisés, la section efficace est plus faible, le facteur bosonique (2) n'intervenant plus. Dans notre piège où la densité pic atteint 10^{12} atomes/cm³ à une température de 20 μK , le taux de collisions élastiques moyen

est de l'ordre de 16 Hz si l'on prend $\sigma = 4\pi/k^2$ comme valeur de la section efficace (voir annexe B). On suppose ainsi que la résonance a lieu pour des atomes non polarisés dans $F = 3$ (c'est-à-dire que la longueur de diffusion est là encore très grande), ce qui est en accord avec les observations de l'équipe de Jean Dalibard [60].

5.2 Etude des collisions dans le piège dipolaire croisé

Avant de forcer l'évaporation, nous avons étudié l'évolution du nombre d'atomes dans le piège au cours du temps, ainsi que l'évolution de la température. Nous avons trouvé un comportement qualitativement différent lorsque les atomes étaient dans l'un ou l'autre des sous-niveaux hyperfins de l'état fondamental.

5.2.1 Atomes dans $F = 3$: refroidissement évaporatif spontané

Remarquons avant de présenter et de discuter les résultats qu'en l'absence de collisions élastiques ou inélastiques entre atomes froids, on s'attend à observer une décroissance exponentielle du nombre d'atomes dans le piège dipolaire croisé résultant des collisions entre les atomes froids et les atomes chauds du gaz résiduel. Le taux de pertes Γ_{gaz} correspondant est proportionnel à la pression de césium dans la cellule. Cependant, lorsque les atomes sont pompés dans le niveau $F = 3$ dès le début de la phase de piégeage dans le piège dipolaire croisé en configuration « lin \perp lin », l'évolution du nombre d'atomes en fonction du temps n'est pas exponentielle — il y a des pertes supplémentaires causées par l'évaporation. On peut alors ajuster les données expérimentales par la somme de deux exponentielles avec des constantes de temps différentes. La figure 5.3 montre l'évolution typique du nombre d'atomes dans $F = 3$ en fonction du temps. En échelle logarithmique, on voit clairement que les points expérimentaux ne sont pas alignés, surtout aux temps courts. Un ajustement par la somme de deux exponentielles nous donne deux temps caractéristiques d'évolution, 90 ms et 1,5 s. Ce deuxième temps correspond aux pertes par collisions avec les atomes chauds. Le premier temps est lié à l'évaporation : nous avons observé dans les mêmes conditions que la température dans le piège passait exponentiellement de 24 μK à 18 μK avec un temps caractéristique de 120 ms, compatible avec l'évolution rapide initiale du nombre d'atomes.

Dans la configuration « lin \parallel lin », nous n'avons pas observé d'évaporation spontanée et le nombre d'atomes dans le piège dipolaire croisé décroît exponentiellement avec un temps caractéristique voisin de la seconde. En effet, les atomes sont très bien confinés dans les micro-puits selon z qui sont très profonds et le paramètre χ est de l'ordre de 0,1. Cette dernière condition est très défavorable pour le refroidissement évaporatif, c'est pourquoi nous n'observons que les pertes causées par les collisions avec le gaz résiduel, à température constante.

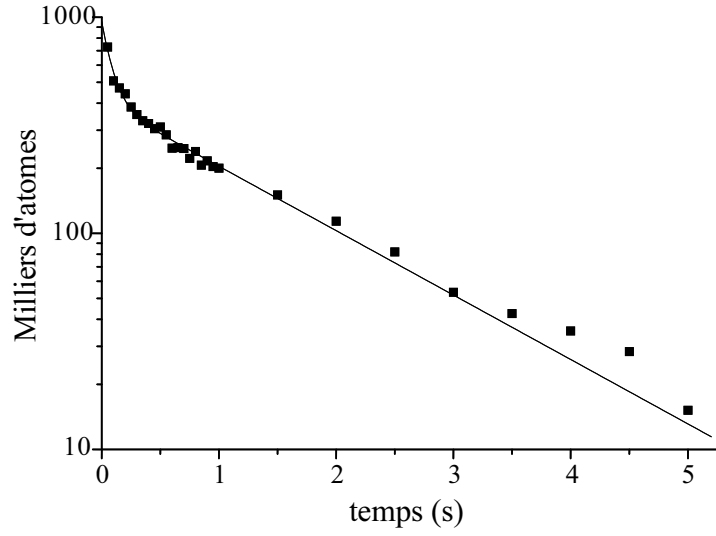


FIG. 5.3 – Nombre d’atomes en fonction du temps dans le piège dipolaire croisé en configuration « lin \perp lin ». Les atomes sont pompés au début de l’évolution dans le sous-niveau hyperfin $F=3$. Les points expérimentaux ne sont pas alignés en échelle logarithmique. Un ajustement par la fonction $N(t) = a e^{-t/\tau_1} + b e^{-t/\tau_2}$ donne $\tau_1 = 90$ ms et $\tau_2 = 1,5$ s.

5.2.2 Atomes dans $F = 4$: collisions inélastiques

Lorsque les atomes sont dans le sous-niveau hyperfin $F = 4$, on observe également une déviation aux temps courts par rapport à une décroissance exponentielle (figure 5.4). Cependant, cette décroissance est beaucoup plus marquée que dans le niveau $F = 3$ et elle a lieu également dans le cas où les faisceaux YAG sont polarisés parallèlement, alors que l’évaporation spontanée est négligeable. De plus, la perte d’atomes ne s’accompagne pas d’une baisse de la température.

Une différence importante avec le cas précédent est que le niveau $F = 4$ n’est pas l’état fondamental du système. Un processus collisionnel inélastique avec relaxation dipolaire, lors duquel deux atomes de $F = 4$ produisent un atome dans $F = 3$ et un atome dans $F = 4$ (ou deux atomes dans $F = 3$), est fortement exothermique : la différence d’énergie $h \times 9,2$ GHz doit être répartie sous forme d’énergie cinétique entre les deux atomes. L’énergie cinétique acquise est alors bien plus grande que la profondeur du piège et les deux atomes sont perdus. Si l’on tient compte de ce processus collisionnel en plus du taux de perte Γ_{gaz} , on doit ajouter un terme non linéaire à l’équation d’évolution de la densité n d’atomes dans $F = 4$:

$$\frac{dn}{dt} = -\Gamma_{\text{gaz}}n - \beta n^2 \quad (5.4)$$

Le terme βn^2 tient compte des pertes par collisions entre deux atomes froids, c’est

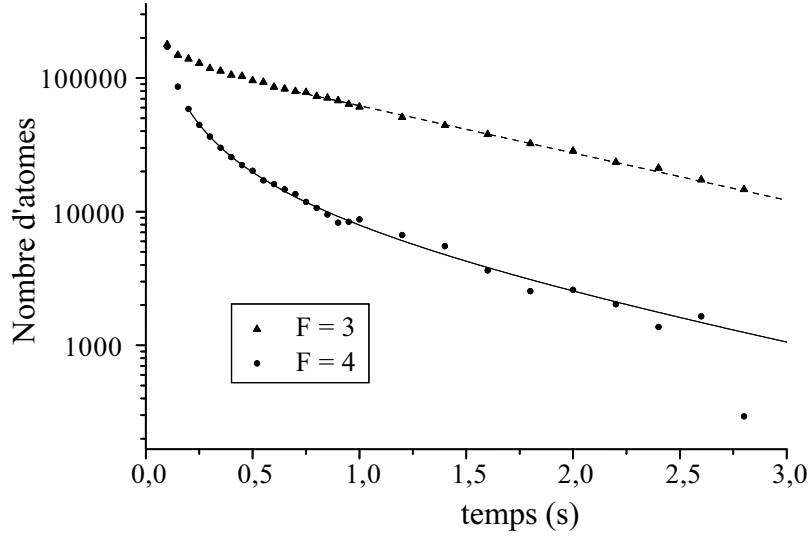


FIG. 5.4 – Evolution du nombre d’atomes dans le piège dipolaire croisé lorsqu’ils se trouvent dans le sous-niveau fondamental $|F = 4\rangle$ (cercles pleins) ou dans $|F = 3\rangle$ (triangles). Dans $|F = 4\rangle$, on observe une perte initiale très rapide due aux collisions inélastiques. Aux temps longs, les deux courbes sont parallèles en échelle logarithmique, les pertes étant dues uniquement aux collisions avec le gaz résiduel. Pour les atomes dans $|F = 3\rangle$, on trouve $\Gamma_{\text{gaz}}^{-1} = 1,2$ s (traits pointillés). Un ajustement après 200 ms des données dans $F = 4$ par la solution de l’analogie de l’équation (5.4) pour le nombre d’atomes (courbe en trait plein) donne $\beta_N = 8,7 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (voir équation 5.7) et $\Gamma_{\text{gaz}}^{-1} = 1,3$ s, ce qui est cohérent avec la valeur de Γ_{gaz} obtenue dans $F = 3$.

pourquoi il est proportionnel à n^2 . La solution de cette équation est :

$$n(t) = \frac{n_0 e^{-\Gamma_{\text{gaz}} t}}{1 + \frac{n_0 \beta}{\Gamma_{\text{gaz}}} (1 - e^{-\Gamma_{\text{gaz}} t})} \quad (5.5)$$

Aux temps longs, on retrouve un comportement exponentiel :

$$n(t) \simeq \frac{n_0}{1 + n_0 \beta / \Gamma_{\text{gaz}}} e^{-\Gamma_{\text{gaz}} t} \quad (5.6)$$

Aux temps courts, la pente initiale de la décroissance est plus raide qu’en l’absence de collisions inélastiques, elle vaut $\Gamma_{\text{gaz}} + n_0 \beta$. β est un paramètre qui caractérise la fréquence des collisions inélastiques et n_0 est la densité initiale. Le taux de pertes par collisions inélastiques est important tant que la densité reste élevée, typiquement supérieure à $\Gamma_{\text{gaz}} / \beta$. Lorsqu’elle chute, les collisions entre atomes froids deviennent moins probables et seule subsiste la perte due aux collisions avec les atomes chauds non piégés. La durée de vie des atomes dans le piège dipolaire croisé est donc nettement

plus courte dans le sous-niveau $F = 4$ que dans $F = 3$ où ce processus de relaxation n'existe pas (il serait très fortement endothermique). Nous devons éviter de faire passer aux atomes trop de temps dans $F = 4$ si nous voulons réduire la perte d'atomes.

Nous avons pu mesurer le paramètre β en ajustant les données expérimentales (au-delà de 200 ms) par la solution de l'équation (5.4) comme le montre la figure 5.4. Cela nous donne β_N , qui correspond au paramètre qui se substitue à β dans une équation similaire à (5.4) sur le nombre d'atomes N et non sur la densité. Dans l'hypothèse où la température est constante — ce qui est vrai au-delà de 200 ms environ — β est relié à β_N par

$$\beta = \beta_N V = (2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z \beta_N \quad (5.7)$$

où σ_i est la dispersion en position dans la direction i . Pour $\beta_N = 8,7 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ et un volume² $V = 1,9 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3$, on obtient $\beta = 1,7 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ avec une incertitude d'un facteur 3 environ. Ceci est en bon accord avec la valeur obtenue dans une précédente expérience que nous avons faite au laboratoire dans un piège combinant un gradient de champ électrique et un faisceau dipolaire, le piège opto-électrique [61] : nous avons alors obtenu $\beta = 5(4) \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$. Pour des atomes polarisés dans $|F = 4, m_F = 4\rangle$, l'équipe de Jean Dalibard a mesuré $\beta = 4 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ à une température de $8 \mu\text{K}$ [62].

Remarquons que la perte d'atomes que nous avons observée au cours du refroidissement Raman (voir chapitre 4) pourrait être due à ces collisions inélastiques dans $F = 4$. En effet, les atomes passent un certain temps dans $F = 4$ avant d'être repompés dans $F = 3$. A très forte densité, ils pourraient avoir le temps de faire une collision inélastique si le taux de pompage est faible. Ce dernier est au moins de l'ordre de 10 kHz, ce qui signifie que pour une séquence de 200 impulsions, les atomes passent au plus 20 ms au total dans $F = 4$. Le temps typique entre deux collisions inélastiques étant également de 20 ms à une densité de $1,3 \cdot 10^{12}$ atomes par cm^3 , ce phénomène pourrait expliquer nos pertes d'atomes.

5.3 Refroidissement évaporatif forcé

5.3.1 Méthode employée

Pour forcer l'évaporation dans le piège dipolaire croisé, nous baissions la puissance du laser YAG dans les deux bras simultanément. Pour cela, nous avons installé une cellule de Pockels avant un cube séparateur de polarisation (figure 5.5) : à l'une des sorties du cube, le faisceau est envoyé vers l'expérience ; l'autre sortie n'est pas utilisée. Lorsque nous changeons la tension aux bornes de la cellule de Pockels, la polarisation du laser tourne et une fraction différente de la puissance passe dans le bras utile.

Nous ne sommes pas réellement dans la situation décrite ci-dessus où l'on modifiait seulement la profondeur U du puits. En effet, la profondeur du piège est modifiée

2. On a pris : $\sigma_x = 22 \mu\text{m}$, $\sigma_y = 18 \mu\text{m}$ et $\sigma_z = 30 \mu\text{m}$, ce qui est typique pour un nuage d'atomes à $20 \mu\text{K}$ dans le piège dipolaire croisé.

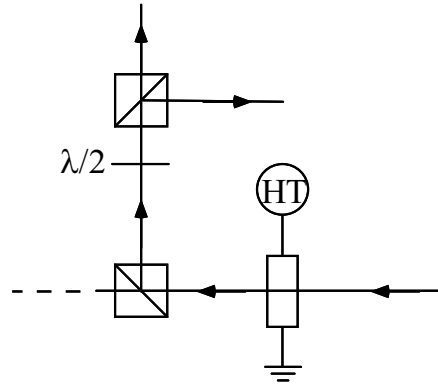


FIG. 5.5 – Dispositif utilisé pour réduire la puissance du laser YAG dans le piège dipolaire croisé. On applique une haute tension réglable aux bornes d’une cellule de Pockels placée devant un cube séparateur de polarisation. La polarisation du laser après la cellule de Pockels dépend de la tension et une fraction variable de la puissance totale est envoyée vers l’expérience. Après ce premier cube, une lame demi-onde et un autre cube permettent d’équilibrer l’intensité dans les deux bras du piège dipolaire croisé.

proportionnellement à la puissance en première approximation mais les fréquences d’oscillation, qui varient comme la racine de la puissance, le sont aussi. Pour une même vitesse quadratique moyenne dans le piège, la taille du nuage est plus grande si l’on baisse la puissance, ce qui signifie que la densité atomique est plus faible : le taux de collisions risque donc de diminuer au cours de l’évaporation, ce qui nuit au refroidissement. De plus, la densité dans l’espace des phases augmente moins vite que si les fréquences d’oscillation étaient préservées puisque la densité est susceptible de diminuer au cours du refroidissement.

Nous avons dans un premier temps utilisé le refroidissement évaporatif seul dans le piège dipolaire croisé, puis nous l’avons associé à du refroidissement Raman. Nous présentons ici les résultats obtenus dans chacun des cas.

5.3.2 Refroidissement évaporatif forcé seul

Pour refroidir les atomes par évaporation dans le piège dipolaire croisé, nous avons appliqué la séquence temporelle suivante : les atomes sont chargés dans le piège dipolaire croisé après une phase de contraction du piège magnéto-optique détaillée au chapitre 1. Ils sont pompés dans le sous-niveau hyperfin $F = 3$ au moment de la coupure du piège magnéto-optique. Après 100 ms, nous commençons à baisser lentement la puissance du laser YAG : elle passe de 12 W au total à 3,6 W en 900 ms.

Nous constatons une baisse importante de la température mesurée par temps de vol. Elle passe de 19 μK à 1,9 μK en 1,5 s (figure 5.6). Il s’agit d’une température moyenne, car la dispersion en vitesse n’est plus symétrique à basse température : elle

est plus faible selon l'horizontale ($2,4 v_{\text{rec}}$) que selon la verticale ($4,2 v_{\text{rec}}$, voir figure 5.6). Pour obtenir la densité dans l'espace des phases, nous avons mesuré les fréquences

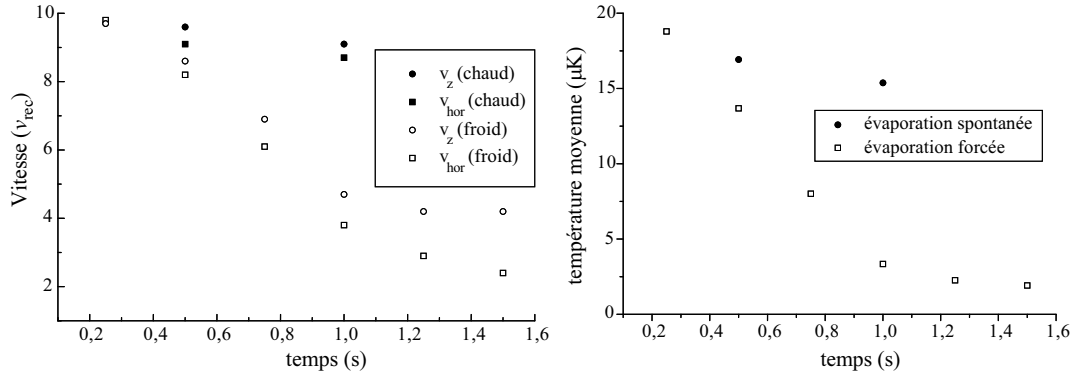


FIG. 5.6 – Evolution de la vitesse (en unités de la vitesse de recul v_{rec}) mesurée par temps de vol, en fonction du temps. Les carrés correspondent à la dispersion en vitesse dans la direction horizontale vue par la caméra, les ronds correspondant à la direction z . Si l'on ne force pas l'évaporation (signes pleins), la vitesse moyenne (donc la température) diminue légèrement. En forçant l'évaporation (signes évidés), on a pu obtenir une dispersion en vitesse de $2,4 v_{\text{rec}}$ selon l'horizontale et $4,2 v_{\text{rec}}$ selon la verticale. La température moyenne correspondante est $1,9 \mu\text{K}$. Son évolution est représenté sur le second graphe.

d'oscillation dans le piège dipolaire croisé avant et après la séquence d'évaporation par la méthode décrite au chapitre 1 : elles dépendent en effet de la puissance totale du laser sur les atomes. En faisant l'approximation d'une variation linéaire de ces fréquences d'oscillation entre 100 ms et 1 s après la coupure du piège magnéto-optique, on peut obtenir la taille du nuage à partir de la vitesse et donc en déduire la densité dans l'espace des phases en fonction du temps. Son évolution est représentée sur la figure 5.7. Le premier point ainsi que les points après une seconde sont obtenus à partir des fréquences d'oscillation mesurées, à haute ou à basse puissance. Pour les points intermédiaires, nous avons appliqué l'hypothèse de variation linéaire de la fréquence d'oscillation. Nous avons pu augmenter la densité dans l'espace des phases par un facteur 13 entre 100 ms et 1,5 s de temps de piégeage. La densité dans l'espace des phases après refroidissement atteint 10^{-4} , en tenant compte du facteur 7 de dégénérescence des sous-niveaux magnétiques. Ce calcul est fait pour un piège dipolaire croisé « lisse »³. Ce résultat est aussi bon que lorsque l'on utilise le refroidissement Raman seul (chapitre 4), malgré la perte importante en nombre d'atomes, qui passe de 140 000 à 6 000 au cours du refroidissement. La densité chute également, de $1,2 \cdot 10^{12}$ atomes/cm³ à

3. Rappelons que le piège dipolaire croisé « lisse » est obtenu en décalant la fréquence de l'un des faisceaux YAG par rapport à l'autre de $\Delta\omega$, de sorte que la structure d'interférence selon z soit moyennée (voir chapitre 1).

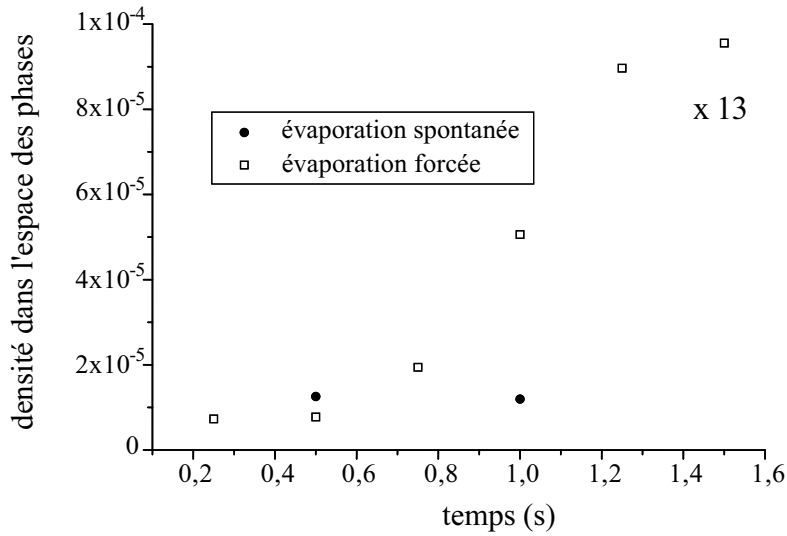


FIG. 5.7 – Evolution de la densité dans l'espace des phases dans le piège dipolaire croisé en fonction du temps de piégeage. En cercle pleins : on ne force pas l'évaporation, la densité dans l'espace des phases stagne. En carrés évidés : la densité dans l'espace des phases augmente, atteignant 13 fois sa valeur initiale si l'on force l'évaporation en baissant la puissance du laser YAG au cours du temps.

4.10^{11} atomes/cm³, mais elle était au départ plus importante que lors des expériences de refroidissement Raman.

Cela constitue la principale limite de cette méthode d'évaporation forcée : au cours de l'évaporation, les fréquences d'oscillation diminuent ce qui cause une baisse de la densité et empêche le taux de collisions élastiques d'augmenter (figure 5.8). Le refroidissement évaporatif s'arrête de lui-même, on n'observe pas d'emballage [58]. Après 1,5 s, nous devons arrêter l'expérience car le nombre d'atomes (6000) est à la limite de notre détectivité. Avec un nombre d'atomes initial plus élevé et un taux de collisions avec le gaz résiduel plus faible, nous pourrions abaisser plus lentement et plus longtemps la puissance de laser YAG, ce qui améliorerait l'efficacité du refroidissement : en atténuant trop rapidement le laser, nous ne laissons pas aux atomes suffisamment de temps pour se thermaliser au fur et à mesure de la modification du puits.

Revenons un instant sur la dissymétrie des dispersions en vitesse mesurées selon la direction horizontale d'observation de la caméra et la direction verticale. Pour les expériences décrites ci-dessus, la fréquence des deux faisceaux YAG était la même et donc la forme gaussienne du puits de potentiel piégeant en était altérée selon z par le réseau dû à la modulation de la polarisation (voir chapitre 1). La dispersion en vitesse selon z de l'état fondamental dans ce réseau est de l'ordre de $2 v_{\text{rec}}$ lorsque la puissance du laser est maximale (pour une fréquence d'oscillation de l'ordre de 30 kHz, voir chapitre 3). Si l'on réduit la puissance du YAG par un facteur 4, la

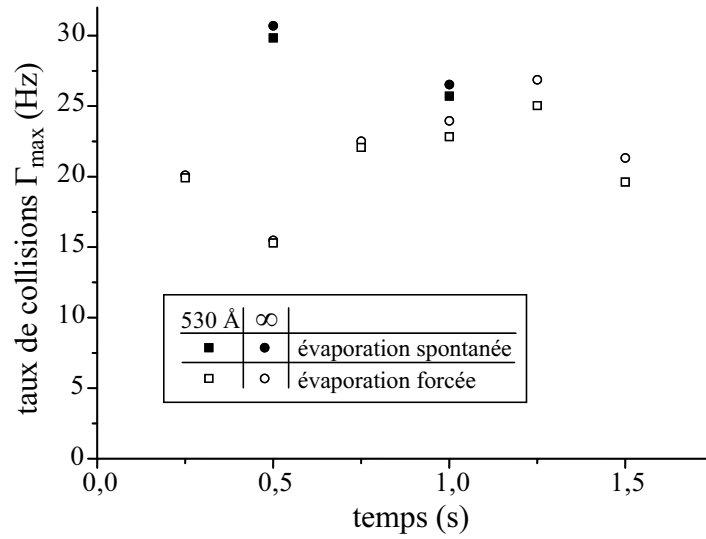


FIG. 5.8 – Evolution du taux de collisions élastiques Γ_{max} dans le piège dipolaire croisé en fonction du temps de piégeage (voir annexe B). Les signes pleins correspondent au taux de collisions sans forcer l'évaporation, les signes vides au taux de collisions en présence d'évaporation forcée. Γ_{max} est une valeur approchée du taux de collisions; le taux de collisions réel se trouve entre $\Gamma_{max}/2$ et Γ_{max} . Pour l'estimer, on a pris une section efficace dépendant de la température soit (carrés) selon la loi donnée à l'équation (5.3) avec $|a| = 1000 a_0 = 530 \text{ \AA}$, soit (cercles) selon la loi (5.2) qui correspond à la limite de σ lorsque a tend vers l'infini. Nous avons divisé la section efficace par deux car les atomes ne sont pas polarisés. Le taux de collisions est relativement stable, autour de 23 Hz en présence de refroidissement évaporatif forcé.

dispersion en vitesse selon z vaut $1,4 v_{rec}$ dans l'état fondamental. Cela signifie que nous ne pouvons absolument pas observer de largeur inférieure à cette valeur pour la distribution de vitesse. Nous n'avons pas de telle limite dans les directions horizontales où la fréquence d'oscillation moyenne est de l'ordre de 300 Hz à pleine puissance du YAG (la dispersion en vitesse correspondante vaut $0,2 v_{rec}$). A la température atteinte après refroidissement évaporatif, les atomes sont liés dans les micro-puits selon z . Ils sont donc piégés dans des plans horizontaux parallèles. La densité dans l'espace des phases calculée naïvement dans un piège lisse est probablement sous-estimée: les atomes occupent en réalité un volume inférieur, puisqu'ils sont au fond des puits selon z . Nous pensons que les processus collisionnels à l'origine du refroidissement évaporatif peuvent être modifiés par cette géométrie bidimensionnelle, ce qui pourrait expliquer l'écart entre la température mesurée selon z et selon les directions horizontales. A la limite où les atomes ont atteint le niveau fondamental selon z , on attend un découplage de la thermalisation dans les directions horizontales et verticales: si l'énergie cinétique moyenne selon l'horizontale est inférieure à l'écart entre niveaux selon z , une collision

élastique entre deux atomes ne pourra pas communiquer suffisamment d'énergie à l'un des atomes pour que celui-ci change de niveau selon z . L'évolution indépendante des distributions en vitesses selon l'horizontale et la verticale que nous observons après une seconde est peut-être un premier signe de ce découplage.

5.3.3 Association avec le refroidissement Raman

Nous avons vu que l'une des limitations rencontrées pour le refroidissement Raman dans le piège dipolaire croisé est la réabsorption par les atomes refroidis des photons spontanés émis lors du recyclage. La réabsorption est d'autant plus importante que la densité est grande. Si la densité diminue au cours du refroidissement évaporatif forcé, nous pouvons refroidir les atomes avec les faisceaux Raman dans de bonnes conditions⁴. Nous avons donc combiné la séquence utilisée pour le refroidissement évaporatif avec du refroidissement Raman dans notre piège.

Pour se défaire de tout réseau piégeant selon z qui peut être responsable d'un terme de chauffage comme nous l'avons discuté au chapitre 4 ou gêner l'évaporation dans la direction z , les atomes étant piégés dans des plans horizontaux, nous avons décalé de 110 MHz la fréquence de l'un des bras du laser YAG par rapport à l'autre en utilisant un modulateur acousto-optique. Ainsi, la figure d'interférence (en intensité ou en polarisation) se déplace à la vitesse de 73 m/s et les atomes ne peuvent pas suivre, 110 MHz étant très grand par rapport à la fréquence d'oscillation dans les micro-puits (en « lin || lin » comme en « lin \perp lin »). Nous avons vérifié que la forme du piège ne dépendait pas du choix de l'angle entre les deux polarisations. Nous avons choisi dans la suite des polarisations linéaires et parallèles pour les deux faisceaux.

La séquence temporelle que nous avons appliquée est schématisée sur la figure 5.9. Pendant 300 ms, on baisse la puissance du laser YAG de 10 W à 3 W. En parallèle, on applique des impulsions de refroidissement Raman. On répète d'abord 100 fois la séquence suivante : une impulsion Blackman de 400 μ s balayée de -35 à -110 kHz (correspondant à l'excitation des atomes de vitesse entre $-6 v_{\text{rec}}$ et $-19 v_{\text{rec}}$) d'amplitude 10π suivie d'une impulsion de 900 μ s de repompeur Raman ; puis on répète 115 fois une seconde séquence plus proche de $v = 0$: une impulsion Blackman de 300 μ s balayée de -11.5 à -46.5 kHz (soit de $-2 v_{\text{rec}}$ à $-8 v_{\text{rec}}$) d'amplitude $2,5 \pi$, les atomes étant ramenés dans $F = 3$ par une impulsion de repompeur Raman de 1 ms. Le temps de repompage est long car nous avons beaucoup atténué la puissance du laser repompeur Raman. Nous avons constaté empiriquement que cela conduisait à une température finale plus faible. Nous reviendrons sur ce point au chapitre 6.

Nous avons pu obtenir de cette manière un échantillon de 20 000 atomes à la température de $680(\pm 35)$ nK, ce qui correspond à une dispersion en vitesse de $1,85 v_{\text{rec}}$. Pour obtenir la densité et la densité dans l'espace des phases, nous avons mesuré

4. Le refroidissement Raman est quant à lui responsable d'une augmentation de la densité atomique : en combinant les deux types de refroidissement, on peut travailler à densité constante, le nombre d'atomes diminuant au cours du temps.

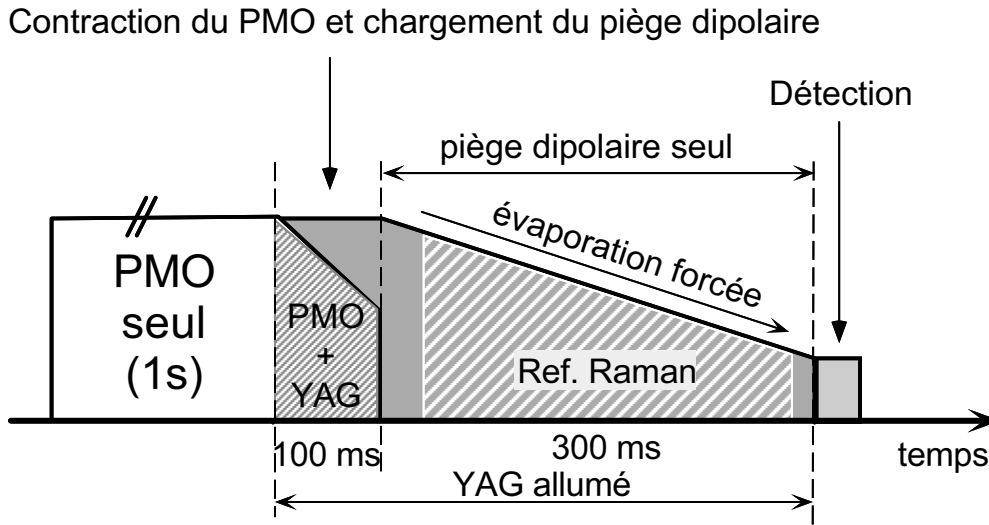


FIG. 5.9 – Séquence temporelle utilisée pour refroidir les atomes dans le piège dipolaire croisé. Après une phase de chargement du piège magnéto-optique de une seconde, les atomes sont transférés dans le piège dipolaire croisé (phase de contraction décrite au chapitre 1) en 100 ms. Nous les refroidissons ensuite dans le piège dipolaire pendant 300 ms, à la fois en forçant l'évaporation et en appliquant des impulsions Raman. Enfin, nous coupons le laser YAG et nous mesurons la température des atomes par la technique du temps de vol.

les fréquences d'oscillation à la fin de l'évaporation, lorsque la puissance du laser est la plus faible, en utilisant la méthode décrite au chapitre 1. Nous avons obtenu $\Omega_z = 2\pi \times 55$ Hz. En supposant que les fréquences d'oscillation sont toujours dans un rapport 4,5,3 comme à pleine puissance (voir chapitre 1), on obtient une densité $n_0 = 4,3 \cdot 10^{11}$ atomes/cm³ et une densité dans l'espace des phases de $4 \cdot 10^{-4}$ (en tenant compte de la dégénérescence d'un facteur 7 de l'état fondamental). Bien que nous ayons perdu davantage d'atomes, ce résultat est meilleur que celui du refroidissement Raman seul (10^{-4} , voir chapitre 4). En effet, la dispersion en vitesses est maintenant bien plus faible, et ce facteur intervient à la puissance 6 dans la densité dans l'espace des phases, qui est seulement linéaire en le nombre d'atomes (équation 4.4 du chapitre 4). La densité finale est proche de la densité initiale (de l'ordre de 10^{12} atomes/cm³) ce qui est le résultat de la compétition entre l'ouverture du piège (qui fait baisser n_0) et le refroidissement Raman (qui l'augmente).

La figure 5.10 montre l'effet sur la dispersion en vitesses de l'association des deux séquences de refroidissement comparé à celui de l'une ou l'autre seule. La séquence employée était légèrement différente pour ces données. On diminuait la puissance du laser YAG de 10 W à un peu moins de 3 W en 300 ms. Pendant ce temps, on appliquait 266 impulsions Blackman balayées entre -8 kHz et -82 kHz (ce qui correspond

à l'excitation des atomes de vitesse comprise entre $-v_{\text{rec}}$ et $-10 v_{\text{rec}}$), suivies d'une impulsion de repompeur de $30 \mu\text{s}$. On note sur la figure que le refroidissement Raman est bien plus efficace lorsque l'on baisse la puissance du YAG — et donc que la densité atomique chute. En effet, la réabsorption de photons du repompeur Raman par les atomes refroidis est d'autant moins probable que la densité est faible. Lorsque l'on combine refroidissement Raman et évaporation forcée, on repousse la limite causée par la réabsorption et la meilleure température atteinte est notablement plus faible.

On peut imaginer, pour pousser plus loin cette méthode, faire du refroidissement Raman à densité constante, pas trop élevée, pour éviter la réabsorption de photons. Pour cela, il faudrait baisser la puissance du laser YAG au fur et à mesure que la température baisse, proportionnellement au carré de la vitesse quadratique moyenne — c'est-à-dire à la température. Cela revient à maintenir le paramètre $\chi = U/k_B T$ constant. Si celui-ci est grand, il n'y aura pas d'évaporation donc pas de perte d'atomes et la densité dans l'espace des phases augmentera selon la loi $n\lambda_{\text{dB}}^3 \propto 1/v^3$. Cela est bien sûr moins bon que le cas idéal présenté au chapitre 4 où l'on peut refroidir dans le piège à nombre d'atomes constant, auquel cas l'on a : $n\lambda_{\text{dB}}^3 \propto 1/v^6$. Cependant, nous avons vu que cette situation idéale est compromise par la réabsorption de photons, ce qui fait tout l'intérêt de la combinaison refroidissement Raman–ouverture du piège.

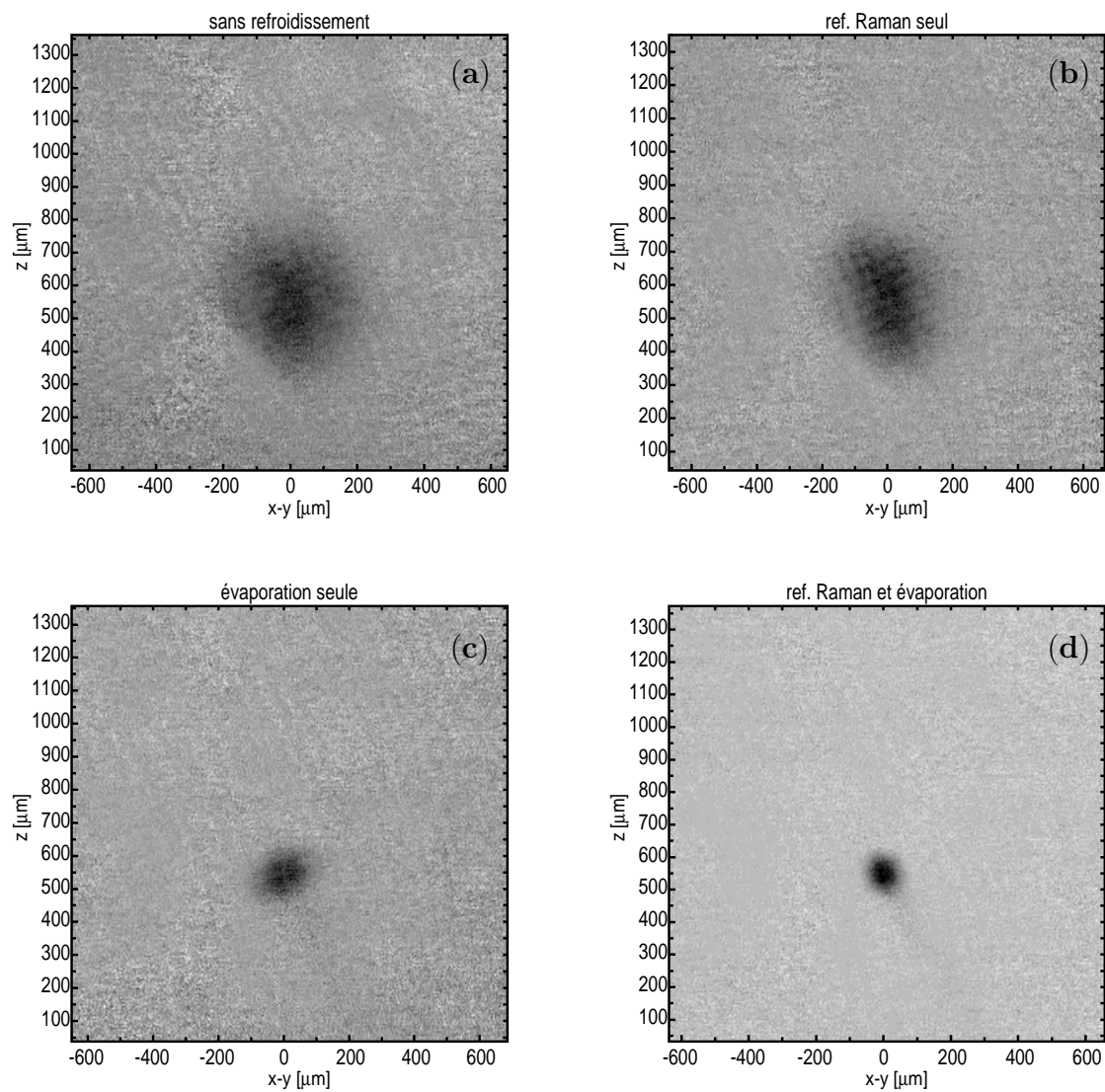


FIG. 5.10 – Images du piège dipolaire croisé après 300 ms de piégeage et un temps de vol de 3,4 ms. (a) : atomes non refroidis (la température vaut $24 \mu\text{K}$ environ) ; (b) : refroidissement Raman seul ($16 \mu\text{K}$) ; (c) : refroidissement évaporatif seul ($4 \mu\text{K}$) ; (d) : refroidissement Raman lorsque l'on baisse la puissance du YAG (la température vaut ici $1,6 \mu\text{K}$).

Chapitre 6

Refroidissement Raman d'atomes polarisés

Introduction

Nous avons jusqu'à présent décrit des expériences effectuées avec des atomes non polarisés : tous les sous-niveaux magnétiques de l'état fondamental $F = 3$ sont alors peuplés. Il est cependant très intéressant, à plusieurs titres, de polariser les atomes dans un seul niveau, par exemple $|F = 3, m = 3\rangle$ ou $|F = 4, m = 4\rangle$. A température et densité données, la polarisation permet de gagner un facteur 7 dans l'espace des phases puisqu'il n'y a plus alors qu'un unique état fondamental. De plus, si nous effectuons les cycles de refroidissement Raman entre $|F = 3, m = 3\rangle$ et $|F = 4, m = 4\rangle$, nous travaillons avec un système effectif à deux niveaux. La pulsation de Rabi effective Ω_R est unique¹ et on peut contrôler avec exactitude le profil d'excitation des impulsions Raman. Remarquons également que la section efficace de collision élastique est deux fois plus grande lorsque les atomes sont polarisés (facteur bosonique) : la polarisation favorise donc le refroidissement évaporatif. Enfin, nous pouvons imposer un champ magnétique directeur de faible intensité ($10 \text{ mG} = 1 \mu\text{T}$ typiquement) et choisir sa direction de sorte que le niveau $|F = 3, m = 3\rangle$ dans lequel on polarise les atomes soit le niveau fondamental du système (voir figure 6.2). Dans ce cas, les collisions inélastiques avec changement d'état m dans $|F = 3\rangle$ sont endothermiques, et donc fortement inhibées. Nous évitons ainsi un processus de perte d'atomes qui peut être limitant à forte densité.

Dans ce chapitre, nous proposons et étudions un nouveau schéma de refroidissement Raman tridimensionnel qui permet simultanément de polariser et de refroidir les atomes [63]. Ce sont les faisceaux Raman eux-mêmes qui sont utilisés pour polariser les atomes. Nous montrerons les résultats de la polarisation ainsi que les températures ob-

1. Lorsque les atomes ne sont pas polarisés, à chaque sous-niveau m correspond une fréquence de Rabi différente et la condition d'impulsion π ne peut être satisfaite pour tous les niveaux en même temps.

tenues après refroidissement. Nous montrerons enfin que le phénomène de réabsorption des photons du repompeur Raman limite l'efficacité du refroidissement Raman de ces atomes polarisés.

6.1 Schéma de refroidissement Raman pour atomes polarisés

Admettons que nous ayons réalisé un échantillon d'atomes de césium polarisés dans $|F = 3, m_F = 3\rangle$. Il nous faut trouver une configuration de polarisation pour les faisceaux Raman et le repompeur Raman telle que la polarisation initiale des atomes soit préservée. Si le faisceau Raman 1 est polarisé π et le faisceau Raman 2 σ^- , après une transition Raman les atomes se trouveront dans le sous-niveau $|F = 4, m_F = 4\rangle$. Pour les repomper vers $F = 3$ et éviter de les disperser dans des sous-niveaux différents de $m = 3$, l'idéal est de les exciter (avec un photon polarisé π) vers $|F' = 4, m_{F'} = 4\rangle$. Ainsi, s'ils retombent dans l'état fondamental $F = 3$, cela ne peut être que vers le sous-niveau $|F = 3, m_F = 3\rangle$. Cependant, le facteur de branchement de $|F' = 4\rangle$ vers $|F = 3\rangle$ n'est pas favorable (il vaut $5/12$) et les atomes peuvent effectuer plusieurs cycles absorption-émission avant de tomber dans le niveau fondamental $F = 3$. Leur niveau magnétique peut changer et la pureté de la polarisation en sera affectée. Pour réduire ce risque, on ajoute une composante polarisée σ^+ au repompeur Raman, dont le rôle est de ramener les atomes dans le niveau magnétique de m extrême.

Nous avons donc opté pour la configuration suivante (figure 6.1) : un petit champ directeur selon z (10 à 20 mG, ce qui correspond à un écart entre niveaux magnétiques de 3,5 à 7 kHz) nous fournit une direction naturelle pour l'axe de quantification. Le faisceau Raman 1 est dirigé horizontalement et polarisé linéairement le long de z . Le faisceau Raman 2 se propage verticalement (direction $-z$) et est polarisé σ^- . Quant au repompeur Raman, il est partagé en deux bras dont la puissance est réglable indépendamment : l'un d'eux est horizontal et le faisceau est polarisé linéairement le long de z , pour repomper les atomes de $|F = 4, m_F = 4\rangle$; l'autre faisceau est aligné avec $-z$ et sa polarisation est σ^+ , pour ramener vers les m_F extrêmes les atomes qui auraient été dépompeés en plus d'un cycle absorption-émission. L'axe de refroidissement est donc incliné de 45° par rapport à la verticale. Nous avons choisi la direction de propagation du faisceau Raman horizontal (Raman 1) de sorte que l'axe de refroidissement soit aligné avec la direction $[1, -1, 1]^2$. La vitesse communiquée aux atomes après une transition Raman est plus faible que dans le cas où les faisceaux Raman se propagent en sens opposés : elle vaut ici $\sqrt{2}v_{\text{rec}}$. La figure 6.2 montre les niveaux concernés par le refroidissement Raman, une fois obtenue la polarisation des atomes dans $|F = 3, m = 3\rangle$. La configuration choisie pour les faisceaux Raman et repompeur Raman permet de refroidir les atomes tout en maintenant leur polarisation.

2. C'est-à-dire le long du vecteur $\mathbf{e}_x - \mathbf{e}_y + \mathbf{e}_z$.

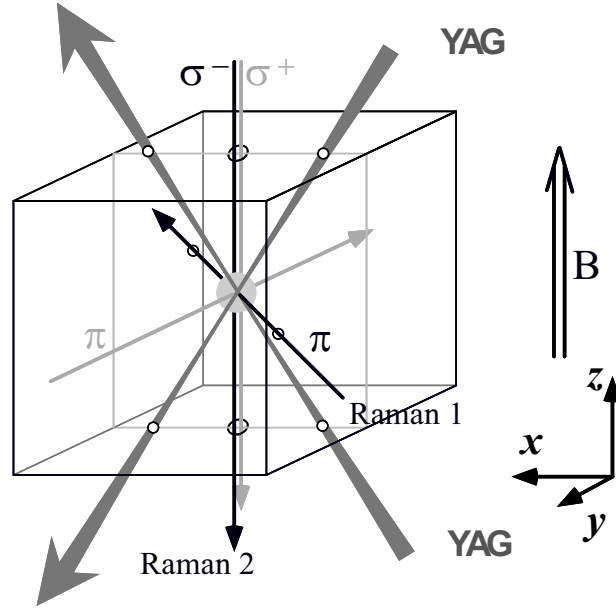


FIG. 6.1 – Configuration des faisceaux Raman (lorsqu'ils sont sélectifs en vitesse) et du repompeur Raman, présent selon deux axes orthogonaux. L'axe de quantification est pris aligné avec le champ magnétique (10 ou 20 mG) selon z .

Pour mesurer le taux de polarisation obtenu, nous superposons le faisceau Raman 2 au faisceau Raman 1, Raman 2 étant polarisé linéairement perpendiculairement à z : la transition n'est alors plus sélective en vitesse mais seulement en énergie. La polarisation de Raman 2 se décomposant avec des poids égaux en σ^+ et σ^- , les transitions autorisées sont celles de $|F = 3, m\rangle$ vers $|F = 4, m'\rangle$ avec $m - m' = \pm 1$. Si les atomes ne sont pas polarisés, on observe huit pics car les transitions $|F = 3, m\rangle \rightarrow |F = 4, m + 1\rangle$ et $|F = 3, m + 1\rangle \rightarrow |F = 4, m\rangle$ sont presque dégénérées³ (figure 6.3). S'ils sont parfaitement polarisés, on ne doit plus voir qu'un grand pic à droite correspondant à $|F = 3, m = 3\rangle \rightarrow |F = 4, m = 4\rangle$ et un pic plus petit correspondant à $|F = 3, m = 3\rangle \rightarrow |F = 4, m = 2\rangle$ ⁴

6.2 Polarisation des atomes dans $|F = 3, m = 3\rangle$

Pour polariser les atomes, nous utilisons les faisceaux Raman dans la géométrie du refroidissement. En effet, chaque transition Raman change le nombre quantique magnétique m d'une unité ($\Delta m = +1$). Le repompeur Raman lui aussi contribue à pomper les atomes vers $m = +3$ puisqu'une partie du faisceau est polarisée σ^+ (voir

3. La fréquence de ces deux transitions ne diffère que de 10 Hz pour un champ de 10 mG.

4. La fréquence de Rabi est plus faible de par la valeur des coefficients de Clebsch-Gordan.

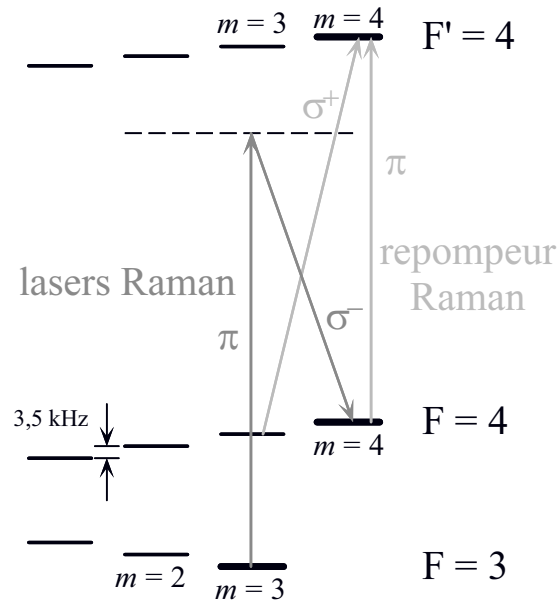


FIG. 6.2 – Configuration de polarisation des faisceaux Raman (lorsqu'ils sont sélectifs en vitesse) et du repompeur Raman, présent selon deux axes orthogonaux. La polarisation est indiquée en prenant z comme axe de quantification. Un champ magnétique de 10 mG selon z lève la dégénérescence des sous-niveaux magnétiques, créant un écart d'environ 3,5 kHz entre sous-niveaux, dans $|F = 3\rangle$ comme dans $|F = 4\rangle$. Les atomes sont pompés par les faisceaux Raman (voir paragraphe 6.2) dans le sous-niveau $|F = 3, m = 3\rangle$. Le refroidissement a lieu entre $|F = 3, m = 3\rangle$ et $|F = 4, m = 4\rangle$. Le repompeur, polarisé π , ramène les atomes vers le niveau de départ via $|F' = 4, m = 4\rangle$. Un seul cycle ne suffisant pas toujours au repompage, un second bras du repompeur polarisé σ^+ permet de ramener les atomes partiellement dépolarisés dans $F = 4$ vers $|F = 4, m = 4\rangle$ ou $|F = 3, m = 3\rangle$.

figure 6.2). Avec un champ magnétique de 10 mG, nous répétons dix à quinze fois le cycle de pompage suivant : une impulsion Blackman de 400 μs balayée de 15 à -44 kHz suivie d'une impulsion de repompeur Raman de 250 μs . Nous commençons le balayage bien avant la première résonance $|F = 3, m = -3\rangle$ qui se trouve à $\delta_R = -24$ kHz environ ; ainsi, les atomes se trouvant au départ dans $|F = 3, m = -3\rangle$ sont excités, même si leur vitesse est élevée (rappelons que la transition Raman est sélective en vitesse). Le balayage s'arrête à 15 kHz ainsi les atomes de vitesse v_a nulle (ou positive) dans le sous-niveau $|F = 3, m = 3\rangle$ ne sont pas excités. Pour ces atomes, les impulsions utilisées pour polariser contribuent déjà au refroidissement. Chaque impulsion Raman est suivie d'une impulsion de repompeur Raman. Après une dizaine de cycles, typiquement 80 % des atomes⁵ se trouvent dans le niveau $|F = 3, m = 3\rangle$. Nous mesurons la polarisation

5. Nous avons mesuré des polarisations allant de 75 à 85 %.

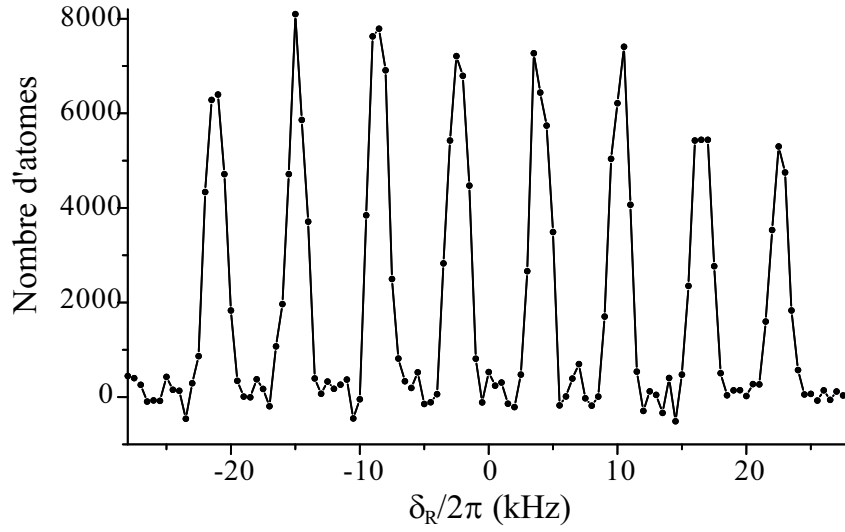


FIG. 6.3 – Spectre Raman obtenu avec des faisceaux colinéaires lorsque les atomes ne sont pas polarisés. Le champ magnétique selon z vaut 10 mG, ce qui correspond à un écart entre deux niveaux magnétiques consécutifs de 3,5 kHz, soit à un écart entre pics de 7 kHz. La hauteur des pics est différente car les coefficients de Clebsch-Gordan dépendent de m et la fréquence de Rabi n'est pas la même pour chaque transition. L'impulsion de sélection utilisée est un Blackman compensé de 1 ms réalisant une impulsion π pour les pics extrêmes (qui sont les seuls à ne correspondre qu'à une transition).

en effectuant un spectre Raman, les faisceaux étant colinéaires : il n'y a alors pas de sélectivité Doppler. Nous ajustons la durée de l'impulsion Blackman compensée⁶ et la puissance des faisceaux Raman de façon à réaliser une impulsion π pour la transition $|F = 3, m = 3\rangle \longrightarrow |F = 4, m = 4\rangle$. L'analyse de la hauteur des huit pics, connaissant les coefficients de Clebsch-Gordan, nous permet de déterminer la population dans chaque niveau magnétique. Un exemple de spectre Raman obtenu dans ces conditions est présenté sur la figure 6.4.

On peut obtenir une polarisation allant jusqu'à 95 % en éliminant sélectivement les autres atomes. Pour cela, les faisceaux Raman étant colinéaires, on sélectionne avec une impulsion Blackman balayée les atomes se trouvant dans les niveaux différents de $|F = 3, m = 3\rangle$. Il faut prendre garde de ne pas exciter les deux raies de droite du spectre Raman, auxquelles contribuent les atomes de $|F = 3, m = 3\rangle$: transition $|F = 3, m = 3\rangle \longrightarrow |F = 4, m = 4\rangle$ pour la plus à droite, transition $|F = 3, m = 3\rangle \longrightarrow |F = 4, m = 2\rangle$ pour la suivante. Une fois qu'ils sont dans le niveau $F = 4$, on allume pendant un temps bref (40 μ s) un faisceau « pousseur » polarisé σ^+ , résonnant

6. Nous devons utiliser des impulsions longues (1 ms typiquement) pour résoudre la structure Zeeman.

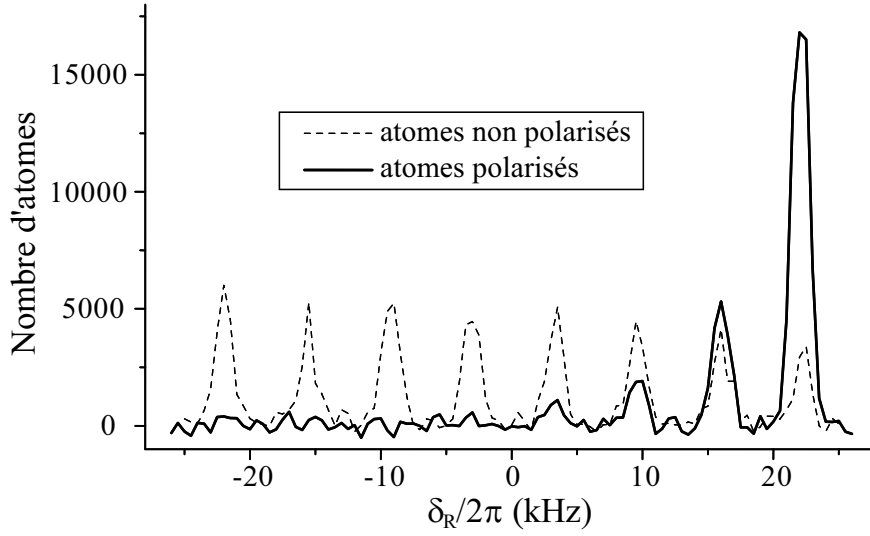


FIG. 6.4 – Spectre Raman obtenu avec des faisceaux colinéaires lorsque les atomes sont polarisés (trait gras) et avant la polarisation (trait pointillé). Le champ magnétique selon z vaut 10 mG. L'impulsion de sélection utilisée est un Blackman compensé de 1 ms réalisant une impulsion π pour le pic de droite. L'analyse du poids des raies nous indique que 76 % des atomes se trouvent dans le sous-niveau $|F = 3, m = 3\rangle$, les autres étant principalement dans $|F = 3, m = 2\rangle$.

sur la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$, en onde progressive⁷. Les atomes absorbent une centaine de photons et acquièrent donc $100 v_{\text{rec}}$ dans une direction donnée, soit une énergie cinétique de $10^4 E_{\text{rec}}$: ils sortent rapidement du piège dont la profondeur n'excède pas $2000 E_{\text{rec}}$. La figure 6.5 montre un spectre Raman obtenu après une séquence de polarisation standard suivie d'une sélection des atomes. Pour ce spectre, 92 % des atomes se trouvent dans l'état $|F = 3, m = 3\rangle$.

Nous n'avons pas utilisé ce type de sélection pour préparer les atomes avant le refroidissement car elle induit naturellement une perte d'atomes. Comme le refroidissement est fondé sur les mêmes impulsions que la séquence de polarisation, nous ne pouvons espérer obtenir une meilleure polarisation dans la suite que celle obtenue avec les seules impulsions Raman, soit 80 % environ, qui résulte de l'équilibre entre la polarisation créée par les faisceaux Raman et une dépolarisation due à la diffusion de photons du repompeur Raman.

7. Nous utilisons le même laser que pour la sonde par fluorescence décrite au chapitre 1.

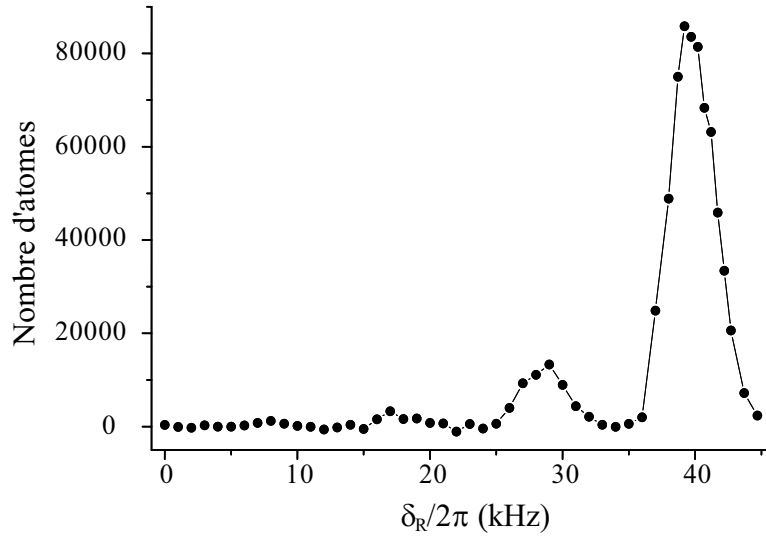


FIG. 6.5 – *Partie droite ($\delta_R > 0$) d'un spectre Raman pour un champ magnétique de 20 mG, les atomes étant très bien polarisés (92 % environ dans $|F = 3, m = 3\rangle$). Il n'y a pas du tout de signal pour $\delta_R < 0$. Pour obtenir une telle polarisation, nous utilisons d'abord une séquence de polarisation standard, puis nous chassons les atomes des sous-niveaux Zeeman différents de $|F = 3, m = 3\rangle$: nous appliquons une impulsion Raman sélective en énergie (un Blackman de 1 ms balayé de 23 kHz à - 11 kHz) pour les faire passer dans $|F = 4\rangle$, puis nous les poussons pendant 50 μ s avec un faisceau résonnant sur la transition $|F = 4, m = 4\rangle \rightarrow |F' = 5, m = 5\rangle$. L'impulsion de sélection est un Blackman compensé de 400 μ s réalisant la condition π pour le pic de droite.*

6.3 Refroidissement Raman des atomes polarisés

6.3.1 Démonstration de refroidissement Raman d'atomes polarisés

Pour refroidir les atomes polarisés, nous utilisons des impulsions balayées en tenant compte du fait que la résonance $|F = 3, m = 3\rangle \rightarrow |F = 4, m = 4\rangle$ pour des atomes de vitesse nulle est décalée par effet Zeeman de 24,5 kHz pour un champ magnétique de 10 mG (voir figure 6.2). Après la coupure du piège magnéto-optique, nous polarisons les atomes en appliquant 15 impulsions Blackman de 400 μ s balayées de 15 kHz à -44 kHz suivie chacune d'un repompage. Nous commençons ensuite le refroidissement avec typiquement 75 % à 80 % d'atomes polarisés dans $|F = 3, m = 3\rangle$. Nous répétons 500 fois la séquence de refroidissement Raman suivante : une impulsion Blackman de 300 μ s balayée de -6 kHz à -35 kHz (ce qui correspond à des atomes dans $m = 3$ de vitesse comprise entre $-5,2 v_{\text{rec}}$ et $-10,2 v_{\text{rec}}$) suivie d'une impulsion de repompeur Raman de 400 μ s. Nous avons observé qualitativement que la température obtenue dépendait

du nombre d'atomes dans le piège dipolaire croisé au début du refroidissement et de l'intensité du repompeur Raman. Nous reviendrons sur ces points dans la suite de ce chapitre. Dans les meilleures conditions (faible nombre d'atomes, repompeur Raman peu intense) nous avons atteint une température finale de $2,4 \mu\text{K}$ avec 33 000 atomes dans le piège. Nous n'avons pas mesuré les fréquences d'oscillation correspondant à ces données, aussi ne pouvons-nous donner qu'un ordre de grandeur de la densité et de la densité dans l'espace des phases. En supposant que les fréquences d'oscillation étaient de 200 Hz en moyenne, on obtient une densité pic $n_0 = 2,3 \cdot 10^{12}$ atomes/cm³ et une densité dans l'espace des phases $\phi = 2,1 \cdot 10^{-3}$ si tous les atomes étaient polarisés. ϕ vaut plutôt $1,6 \cdot 10^{-3}$ puisque qu'il reste environ 25 % d'atomes qui ne sont pas polarisés.

Ces chiffres comportent une incertitude élevée (un facteur 3 d'erreur est possible); cependant ils donnent un bon ordre de grandeur et nous pouvons affirmer que nous avons obtenu pour la première fois un refroidissement Raman important sur des atomes polarisés, ce qui nous a permis d'atteindre une densité dans l'espace des phases plus élevée que ce que nous avons pu réaliser jusqu'à présent. Cela représente un gain de trois ordres de grandeur au moins par rapport au piège magnéto-optique. Nous avons observé une limite au refroidissement proche de celle déjà rencontrée pour des atomes non polarisés (voir chapitre 4). Nous estimons que cette limite est due à la réabsorption de photons émis spontanément lors du processus de repompage; nous allons montrer dans la suite que c'est bien la réabsorption qui en est responsable.

6.3.2 Mise en évidence du rôle de la réabsorption

Nous pensons que la principale limite au refroidissement Raman dans notre piège est la réabsorption par les atomes de $F = 3$ de faible vitesse de photons résonnant $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ émis par d'autres atomes lors du repompage. Pour le montrer, nous avons appliqué la même séquence (polarisation et refroidissement Raman) après une durée de piégeage variable dans le piège dipolaire croisé. En effet, le processus de réabsorption dépend de deux paramètres indépendants, la densité atomique et la taille du nuage, ou de façon équivalente la densité et le nombre d'atomes. Or, le nombre d'atomes décroît dans le piège dipolaire croisé en fonction du temps à cause des collisions avec le gaz chaud présent dans l'enceinte. En faisant varier l'instant initial du refroidissement et en mesurant la dispersion en vitesses juste après le refroidissement, nous estimons l'efficacité des séquences en fonction du nombre d'atomes.

Nous avons répété 450 fois la séquence de refroidissement suivante sur les atomes polarisés: une impulsion Blackman de $400 \mu\text{s}$ balayée de -6 kHz à -35 kHz suivie de $400 \mu\text{s}$ de repompeur Raman. La vitesse nulle dans $|F = 3, m = 3\rangle$ correspondant à une fréquence de $24,5 \text{ kHz}$, l'impulsion Raman utilisée excite les atomes de $m = 3$ dont la composante v_a ⁸ de la vitesse est comprise entre $-5,2 v_{\text{rec}}$ et $-10,2 v_{\text{rec}}$. Le repompeur Raman est allumé pour $400 \mu\text{s}$ bien que le temps caractéristique du repompage soit de

8. On rappelle que v_a est la projection de la vitesse sur la médiatrice de $(\mathbf{k}_1, -\mathbf{k}_2)$ où \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_2 sont les vecteurs d'ondes des faisceaux Raman (voir chapitre 2).

$10 \mu\text{s}$ à $1/e$: ainsi, les impulsions Raman ne sont pas trop rapprochées et le couplage motionnel entre l'axe Raman et les axes propres est efficace. A la fin de la phase de refroidissement, nous coupons le piège dipolaire croisé et nous mesurons la taille du nuage après un temps de vol Δt de 3 ms.

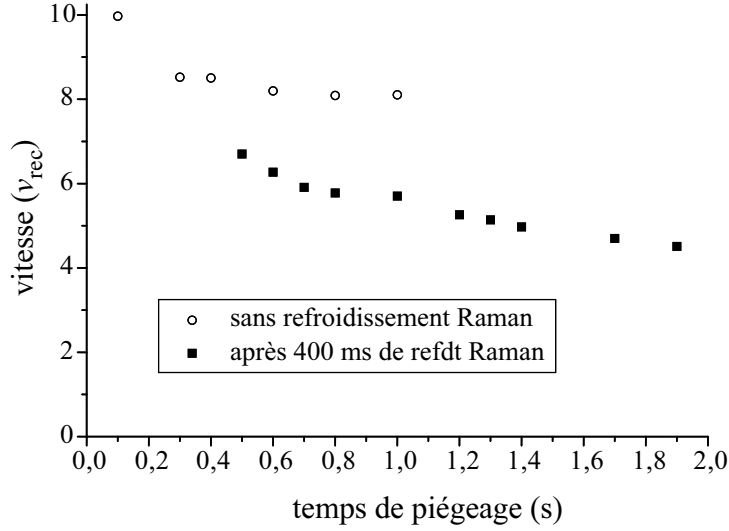


FIG. 6.6 – Evolution de la vitesse quadratique moyenne du nuage atomique en fonction de l'instant où commence le refroidissement (carrés pleins). On applique 400 ms d'une séquence de polarisation suivie de refroidissement Raman et l'on mesure la distribution en vitesses juste après refroidissement. En abscisse, on porte la durée totale du piégeage (refroidissement éventuel inclus); en ordonnée est indiquée la dispersion en vitesses. A titre de comparaison, les cercles vides correspondent à la même expérience réalisée sans refroidissement (ni polarisation). La dispersion en vitesses baisse légèrement par évaporation spontanée.

La figure 6.6 montre l'évolution de la taille du nuage en fonction du temps total de piégeage. La vitesse portée en ordonnée correspond à celle que l'on obtiendrait si la taille initiale du nuage était nulle (selon x par exemple : $\Delta v = \Delta x(t)/\Delta t$). Si la taille initiale n'est pas négligeable, on a :

$$\Delta x(t)^2 = \Delta v^2 \Delta t^2 + \Delta x(0)^2 \quad (6.1)$$

Comme la taille initiale est liée à la dispersion en vitesses via les fréquences d'oscillation ($\Delta x(0) = \Delta v/\Omega_x$), la taille du nuage après un temps de vol Δt est proportionnelle à la dispersion en vitesses :

$$\Delta x(t)/\Delta t = \left(1 + \frac{1}{\Delta t^2 \Omega_x^2}\right) \Delta v \quad (6.2)$$

La vitesse portée en ordonnée sur la figure 6.6 est donc légèrement supérieure à la dispersion en vitesse réelle dans le nuage, mais le facteur de proportionnalité est le même pour tous les points. Nous observons une réduction de la dispersion en vitesses lorsque le refroidissement commence plus tard dans le piège dipolaire croisé (carrés pleins). Alors que la vitesse quadratique moyenne après refroidissement est de l'ordre de $7 v_{\text{rec}}$ si l'on commence la séquence 100 ms après la coupure du piège magnéto-optique, elle tombe à $4 v_{\text{rec}}$ si l'on attend d'abord 1,5 s. Le refroidissement est d'autant plus efficace qu'il commence tard. On a également représenté la largeur de la distribution en vitesses (obtenue par la même méthode) en fonction du temps de piégeage pour des atomes non polarisés et non refroidis (cercles vides). Après une courte phase initiale d'évaporation spontanée, la température est stable. L'effet que nous avons mis en évidence pour les atomes soumis au refroidissement Raman est donc bien lié au processus de refroidissement.

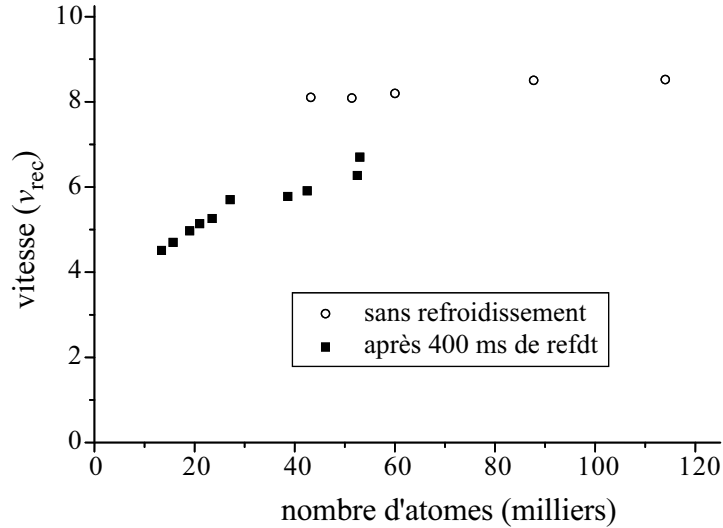


FIG. 6.7 – Evolution de la dispersion en vitesses dans le piège dipolaire croisé en fonction du nombre d'atomes à la fin du refroidissement (carrés pleins). On applique 400 ms d'une séquence de polarisation suivie de refroidissement Raman et l'on mesure la distribution en vitesses juste après refroidissement. Les cercles vides correspondent à la même expérience réalisée sans refroidissement (ni polarisation).

Pour montrer l'influence de la réabsorption de photons sur la température finale, nous avons représenté sur la figure 6.7 la dispersion en vitesses après refroidissement en fonction du nombre d'atomes à la fin (au moment du temps de vol). Si la diffusion multiple des photons du repompeur Raman est le facteur limitant, nous nous attendons à ce que la vitesse atteinte soit d'autant plus basse que le nombre d'atomes est faible. Supposons en effet que la section efficace de réabsorption σ_R soit une constante. Pour un piège harmonique isotrope de fréquence d'oscillation Ω , le nombre de diffusions N_d

pour un photon émis au centre du nuage à la température T est de l'ordre du nombre d'atomes dans un demi-cylindre de section σ_R passant par le centre :

$$N_d \simeq \sqrt{\frac{\pi}{2}} n_0 r_0 \sigma_R = \frac{N \sigma_R}{4\pi r_0^2} = \frac{m \sigma_R \Omega^2 N}{4\pi k_B T} \quad (6.3)$$

r_0 est la demi-largeur du nuage à $1/\sqrt{e}$, reliée à la température et à la fréquence d'oscillation ; n_0 est la densité au centre. Cette formule est valable pour $\sigma_R \ll r_0^2$, ce qui est le cas puisque σ_R est de l'ordre de la section efficace d'absorption à résonance $\sigma_0 = 3\lambda^2/2\pi$ (λ est la longueur d'onde de la lumière absorbée). La vitesse finale après refroidissement doit donc être une fonction croissante du nombre d'atomes.

C'est effectivement ce que nous observons sur la figure 6.7 (carrés pleins). La dispersion des vitesses atteinte est d'autant plus faible que le nombre d'atomes est petit. En l'absence de refroidissement Raman, la température finale ne dépend pas du nombre d'atomes (cercles vides) : elle est constante après la phase initiale d'évaporation, non représentée sur la figure. Nous pouvons donc affirmer au vu de ces résultats que c'est bien la réabsorption des photons du repompeur Raman (seuls photons résonnants disponibles dans le milieu) qui limite la température finale accessible par refroidissement Raman dans notre piège. Ces résultats sont en accord avec les basses températures obtenues en baissant l'intensité du YAG pendant le refroidissement (voir chapitre 5) : le refroidissement Raman est efficace à basse densité ou à faible nombre d'atomes, conditions qui réduisent la probabilité de réabsorption.

6.3.3 Première indication de l'influence du taux de repompage Raman

Pour réduire l'effet néfaste de la réabsorption de photons, plusieurs approches théoriques ou expérimentales ont été étudiées. La géométrie du piège joue un rôle important : si en effet le piège est très allongé, en forme de cigare avec une fréquence d'oscillation longitudinale Ω_{\parallel} nettement inférieure à la fréquence transverse Ω_{\perp} (ou très plat, en forme de galette avec $\Omega_{\parallel} > \Omega_{\perp}$), les photons devront être émis selon le grand axe du piège (ou dans le plan de la galette) pour avoir une probabilité élevée d'être réabsorbés. La diffusion multiple de photons est alors réduite, comme cela a été montré expérimentalement [19] et théoriquement [35]. L'effet attendu est cependant modeste puisqu'il faut que le rapport $\Omega_{\parallel}/\Omega_{\perp}$ soit inférieur à 1/30 (ou supérieur à 20) pour que l'énergie ΔE due à la réabsorption acquise après chaque processus de repompage⁹ soit réduite de moitié [35].

Des études théoriques ont également mis en évidence le rôle du taux de repompage Γ_r dans le chauffage causé par la réabsorption. Ce dernier devrait être très fortement réduit si le taux de pompage est inférieur aux fréquences d'oscillation dans le piège

9. Cette énergie ΔE s'ajoute à l'énergie de recul E_{rec} nécessairement acquise après l'émission d'un photon spontané lors du repompage.

[34]. Cela est très difficile à réaliser dans notre piège où les fréquences d'oscillations sont de l'ordre de 300 Hz : on devrait attendre plus de 5 ms après chaque impulsion Raman pour repomper les atomes et cela réduirait considérablement la cadence de refroidissement et donc son efficacité. La durée de vie dans le piège dipolaire croisé risquerait alors d'être limitante.

Une étude théorique plus récente [35] a montré que le chauffage est réduit significativement lorsque Γ_r est inférieur à ω_D , la largeur Doppler définie par

$$\omega_D = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} = \sqrt{2} k v \quad (6.4)$$

où v est la vitesse quadratique moyenne à une dimension et k le nombre d'onde. Le modèle prend en compte deux atomes, l'un initialement dans le niveau de plus grande énergie doit être repompé, l'autre est dans le niveau fondamental et peut réabsorber le photon spontané émis lors du repompage. L'énergie supplémentaire acquise par le système à deux atomes lors du repompage et due à la réabsorption peut être exprimée en fonction d'une section efficace de réabsorption σ_E et d'un facteur géométrique :

$$\Delta E = \frac{\sigma_E}{4\pi} \frac{1}{(\sigma_x \sigma_y \sigma_z)^{2/3}} f(\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z) E_{\text{rec}} \quad (6.5)$$

$\sigma_i = \sqrt{k_B T / m \Omega_i^2}$ est la dispersion en position dans la direction $i = x, y, z$. Le facteur géométrique f vaut 1 pour un piège rond et décroît pour un piège elliptique, jusqu'à tendre vers zéro pour un cigare infiniment long ou une galette infiniment étendue. Pour notre piège, f est proche de 1. La section efficace de réabsorption varie en fonction du taux de pompage Γ_r . Dans la limite où $\Gamma_r \gg \omega_D$, σ_E est maximale ; elle est constante et de l'ordre de section efficace d'absorption à résonance :

$$\sigma_E \simeq \frac{4\pi}{k^2} = \frac{\lambda^2}{\pi} \quad \text{pour } \Gamma_r \gg \omega_D \quad (6.6)$$

Dans ce cas, ΔE est de l'ordre de $2.10^{-4} E_{\text{rec}}$ (pour deux atomes) pour les fréquences d'oscillation données au chapitre 1, lorsque la température vaut $2 \mu\text{K}$. $N_{\text{exc}} \Delta E$ atteint E_{rec} dès que l'on excite plus de $N_{\text{exc}} = 5\,000$ atomes dans $F = 4$, ce qui est presque toujours le cas pour un déroulement typique du refroidissement Raman. Le chauffage causé par la réabsorption est donc très important. Si en revanche Γ_r est très petit devant ω_D , σ_E varie linéairement avec Γ_r et est de l'ordre de :

$$\sigma_E \simeq \frac{\lambda^2}{\pi} \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\Gamma_r}{\omega_D} e^{-\frac{T_{\text{rec}}}{4T}} \quad \text{pour } \Gamma_r \ll \omega_D \quad (6.7)$$

On peut réduire significativement le chauffage par réabsorption en diminuant le taux de pompage. Pour un nuage à la température de $2 \mu\text{K}$, ω_D vaut $2\pi \times 18,5 \text{ kHz}$ ce qui est presque cent fois plus grand que les fréquences d'oscillation dans le piège dipolaire

croisé. Le temps de pompage correspondant vaut $8,5 \mu\text{s}$ et il est facile techniquement de l'augmenter sans que le refroidissement Raman soit trop lent. Si l'on se place par exemple dans une situation où le temps nécessaire au repompage vaut $100 \mu\text{s}$, l'énergie ΔE est réduite à 5 % de la valeur obtenue pour Γ_r grand. La figure 6.8 extraite de [35] montre l'évolution de σ_E entre les deux limites que nous avons considérées et qui correspondent aux courbes en pointillé sur la figure. Pour ce calcul, les auteurs ont pris $\omega_D^2 = 10 \Omega_{\text{rec}}^2$.

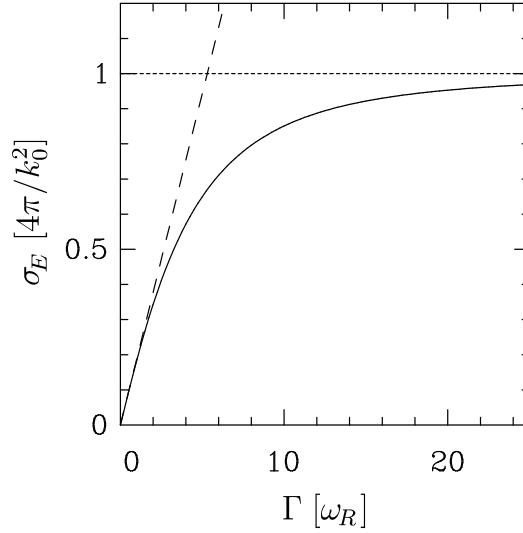


FIG. 6.8 – *En trait plein*: section efficace de réabsorption σ_E en fonction de Γ_r pour $\omega_D^2 = 10 \Omega_{\text{rec}}^2$. σ_E est en unités de $4\pi/k^2 = \lambda^2/\pi$, Γ_r est en unités de Ω_{rec} . *En pointillé court*: limite $\Gamma_r \gg \omega_D$. *En pointillé long*: limite $\Gamma_r \ll \omega_D$. La figure est extraite de [35].

Nous avons recherché expérimentalement un effet du taux de pompage sur la température finale obtenue après une durée de refroidissement Raman fixe. Si l'efficacité du refroidissement dépend de Γ_r via σ_E , la température obtenue doit en dépendre également. Nous attendons pour la température limite une courbe dont l'allure est proche de celle de la figure 6.8 puisque la température atteinte est d'autant plus basse que la réabsorption est faible. Après une phase de polarisation de 21 ms, nous avons appliqué 500 fois la séquence de refroidissement suivante: une impulsion Blackman de $300 \mu\text{s}$ balayée de -6 kHz à -35 kHz suivie de $400 \mu\text{s}$ de repompeur Raman. Cela correspond à exciter les atomes de $|F = 3, m = 3\rangle$ dont la composante v_a de la vitesse est comprise entre $-5,2 v_{\text{rec}}$ et $-10,2 v_{\text{rec}}$. Nous avons observé la température obtenue après ce refroidissement en faisant un temps de vol de 5 ms, ce qui est suffisant pour que tout effet de la taille initiale du nuage soit négligeable. Nous avons répété l'expérience pour un grand nombre de valeurs différentes de l'intensité du repompeur Raman, chacune

correspondant à un taux de pompage Γ_r vers $F = 3$ que nous avons mesuré¹⁰. La durée pendant laquelle le repompeur Raman est présent est toujours la même ($400 \mu\text{s}$ par cycle).

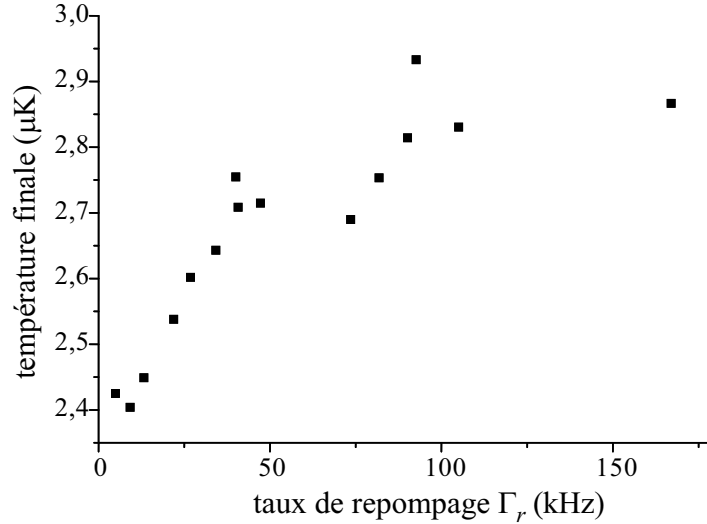


FIG. 6.9 – Température obtenue après 350 ms de refroidissement des atomes polarisés dans le piège dipolaire croisé en fonction du taux de repompage de $F = 4$ vers $F = 3$. On parvient, avec la même séquence, à une température finale plus basse en atténuant le repompeur Raman. Pour $T = 2,7 \mu\text{K}$, le paramètre ω_D vaut $2\pi \times 21,5 \text{ kHz} = 135 \text{ kHz}$.

La figure 6.9 présente les résultats de cette étude préliminaire. La température finale obtenue est autour de $2,7 \mu\text{K}$, ce qui correspond à une fréquence Doppler $\omega_D = 2\pi \times 21,5 \text{ kHz} = 135 \text{ kHz}$. Nous avons fait varier Γ_r entre 5 kHz (valeur minimale pour que les atomes soient repompés en $400 \mu\text{s}$) et 167 kHz. Nous observons clairement un effet du taux de pompage sur la température atteinte : celle-ci est plus faible lorsque nous réduisons Γ_r . Nous n'observons pas réellement de saturation de la température pour les grandes valeurs du taux de pompage car nous n'avons pas pris beaucoup de mesures avec $\Gamma_r > \omega_D$. Cependant la pente de la courbe est plus faible lorsque Γ_r est plus élevé (au-delà de 50 kHz environ).

Ces résultats sont très encourageants puisqu'ils démontrent le lien entre la température limite atteinte et le taux de pompage et qu'ils sont en bon accord qualitatif avec les prévisions théoriques. Le mécanisme de la réabsorption semble bien compris et nous pouvons nous appuyer sur les prédictions théoriques pour améliorer le schéma expérimental. En particulier, le refroidissement Raman doit très bien fonctionner dans

10. Pour effectuer cette mesure, nous excitons tous les atomes dans $F = 4$, puis nous appliquons une impulsion du repompeur Raman de durée τ variable. Le nombre d'atomes restés dans $F = 4$ après cette impulsion décroît exponentiellement en fonction de τ avec un temps caractéristique Γ_r^{-1} .

un piège très asymétrique, en forme de cigare par exemple¹¹, si de plus on atténue fortement le repompeur Raman jusqu'à atteindre un taux de repompage de l'ordre de $\Gamma_r = 1$ kHz. Avec un tel dispositif, il est envisageable d'atteindre une température plus faible que celles obtenues avec notre montage, proche de la température de recul, et d'augmenter considérablement la densité dans l'espace des phases.

11. Un tel piège est simple à réaliser avec un seul faisceau dipolaire horizontal, éventuellement fermé dans la direction de faible raideur par des nappes de lumière désaccordées vers le bleu, sortes de murs pour repousser les atomes vers le centre [18].

Article : Raman cooling of spin polarized atoms in a crossed dipole trap

Hélène Perrin, Axel Kuhn, Isabelle Bouchoule, Tilman Pfau et Christophe Salomon, *Europhys. Lett.* **46**, 141 (1999).

Conclusion

Résultats obtenus

Au cours de ce travail de thèse, nous avons mis au point un piège non dissipatif pour atomes, le piège dipolaire croisé, utilisant la force dipolaire exercée par deux faisceaux laser YAG croisés, très désaccordés par rapport à la transition atomique. Nous avons confiné des atomes de césium refroidis au préalable dans un piège magnéto-optique pendant une à deux secondes dans ce piège, à des densités très élevées (de l'ordre de 10^{12} atomes/cm³) et dans un très petit volume (inférieur à $(50 \mu\text{m})^3$) [32]. Notre piège présente le grand avantage de confiner les atomes de césium dans les deux sous-niveaux hyperfins de l'état fondamental et dans n'importe lequel des sous-niveaux magnétiques. Il est également adapté pour confiner d'autres atomes, en particulier tous les alcalins stables. Les fréquences d'oscillation dans le piège dipolaire croisé sont élevées (autour de 300 Hz) et peuvent l'être davantage si l'on réduit le col des faisceaux YAG.

Pour contrôler les degrés de libertés externes (et internes) des atomes dans le piège, nous avons utilisé la transition Raman stimulée entre les deux sous-niveaux hyperfins $F = 3$ et $F = 4$ de l'état fondamental. En ajustant la durée, le désaccord et l'amplitude des faisceaux Raman, nous pouvons réaliser différents profils d'excitation (en fonction du désaccord ou de la vitesse des atomes par sélectivité Doppler). Nous avons mis au point une nouvelle forme d'impulsion fondée sur le passage adiabatique d'un sous-niveau à l'autre, l'impulsion Blackman balayée, qui permet de réaliser un profil d'excitation voisin d'un créneau [32]. La probabilité d'excitation est très proche de 1 (typiquement 95 %) sur une large plage de désaccord Raman. Ces nouvelles impulsions permettent de simplifier les séquences utilisées par exemple pour le refroidissement Raman, une seule impulsion (répétée un certain nombre de fois) étant alors suffisante.

En superposant au piège dipolaire croisé un réseau optique unidimensionnel obtenu par interférence entre les faisceaux, nous avons réalisé une série de micro-puits selon la verticale dans lesquels la fréquence d'oscillation est beaucoup plus élevée (20 kHz ou 130 kHz suivant que les polarisations des deux bras sont linéaires et orthogonales ou linéaires et parallèles). Dans cette structure, nous avons refroidi les atomes jusqu'au niveau fondamental en étendant pour la première fois aux atomes neutres la technique du refroidissement par bandes latérales, déjà connue pour les ions piégés [24, 25, 64]. Nous avons utilisé pour cela des transitions Raman entre les deux sous-niveaux hy-

perfin de l'état fondamental du césium, ce qui nous a permis de résoudre les niveaux vibrationnels dans les micro-puits. Après refroidissement, les atomes sont confinés sur 20 nm (dispersion en position de l'état fondamental) dans des plans espacés de 332 nm ; leur mouvement est aussi confiné selon l'horizontale sur 25 μm environ.

Nous avons également étudié le refroidissement Raman des atomes confinés dans le piège dipolaire croisé. Nos résultats représentent le premier refroidissement Raman d'atomes de césium à trois dimensions. Un seul axe de refroidissement (et une seule direction) suffisent pour refroidir à trois dimensions car les trois axes propres du piège sont non dégénérés. En utilisant des impulsions Blackman balayées, nous avons obtenu dans un premier temps un nuage d'atomes à la température de 2 μK et à une densité pic de $n_0 = 1,3 \cdot 10^{12}$ atomes par cm^3 . La densité dans l'espace des phases correspondante vaut $\phi = 2 \cdot 10^{-4}$, ce qui représente un gain d'un facteur supérieur à 200 par rapport à un piège magnéto-optique [32]. Nous avons amélioré ce résultat en ouvrant le piège au fur et à mesure du refroidissement, c'est-à-dire en abaissant lentement la puissance du laser YAG. Dans ces conditions, la température finale est de 680 nK pour une densité de $n_0 = 4,3 \cdot 10^{11}$ atomes/ cm^3 ($\phi = 4 \cdot 10^{-4}$). Cela suggère que la limite au refroidissement Raman dans le piège dipolaire croisé est liée à la réabsorption de photons résonnants émis lors du repompage, phénomène d'autant plus important que la densité et le nombre total d'atomes sont élevés.

Une densité élevée d'atomes piégée, si elle peut nuire au refroidissement Raman, est favorable en revanche au refroidissement évaporatif puisqu'elle engendre un taux de collisions élastiques important. Nous avons étudié les collisions dans le piège dipolaire croisé et mis en évidence un comportement des atomes très différent suivant le sous-niveau hyperfin dans lequel ils se trouvent : dans $F = 4$, nous avons observé à forte densité des pertes dues à des collisions inélastiques, l'un des atomes passant dans $F = 3$ et l'énergie libérée étant transformée en énergie cinétique. Dans $F = 3$, nous avons observé du refroidissement évaporatif spontané. En réduisant l'intensité des faisceaux de piégeage pour forcer l'évaporation, nous avons refroidi les atomes jusqu'à 1,9 μK à une densité de $n_0 = 4 \cdot 10^{11}$ atomes/ cm^3 ($\phi = 10^{-4}$).

Enfin, les faisceaux Raman nous ont permis de contrôler à la fois les degrés de liberté internes et externes des atomes en les polarisant et les refroidissant simultanément. Une géométrie particulière des faisceaux Raman et de leur polarisation nous a permis d'obtenir pour la première fois un refroidissement Raman d'atomes polarisés. Après le refroidissement, environ 75 % des atomes se trouvent dans le sous-niveau $|F = 3, m = 3\rangle$ à la température de 2,4 μK . La densité dans l'espace des phases obtenue ($\phi \simeq 1,6 \cdot 10^{-3}$) est meilleure qu'en l'absence de polarisation puisque les atomes sont maintenant dans le même sous-niveau magnétique. Ce dispositif pourrait constituer une cible idéale d'atomes polarisés pour des particules accélérées. De plus, en étudiant la température obtenue en fonction du nombre d'atomes piégés et du taux de repompage Γ_r de $F = 4$ vers $F = 3$, nous avons mis en évidence le rôle joué par la réabsorption de photons, montrant qu'elle est bien un facteur limitant pour le refroidissement Raman. Des résultats préliminaires encourageants sont en bon accord qualitatif avec les prévisions théoriques

qui mentionnent une baisse de la section efficace de réabsorption σ_E lorsque le taux de repompage diminue [35].

Perspectives

Les perspectives ouvertes par ce travail sont très riches. Trois aspects majeurs de ce travail méritent d'être poursuivis.

En premier lieu, le processus de réabsorption de photons mis en évidence n'est pas encore bien compris, ni théoriquement puisque les modèles actuels ne considèrent que deux atomes et que les résultats qu'ils fournissent peuvent être modifiés pour un nuage optiquement épais, ni expérimentalement. On peut imaginer des expériences permettant de mesurer directement σ_E en fonction de Γ_r , de la densité, du nombre d'atomes et de la géométrie du nuage. Pour cela, on peut transférer un nombre d'atomes donné dans l'état $F = 4$ indépendamment de leur énergie cinétique (si les faisceaux Raman sont alignés, ils ne sont pas sélectifs en vitesse) ; puis on les repompe dans $F = 3$ et on mesure l'élargissement de la distribution de vitesse. Ces expériences nécessitent une mesure précise de l'énergie cinétique avant et après le cycle Raman, mais notre montage expérimental devrait permettre de les mener à bien.

D'autre part, la recherche d'un condensat de Bose-Einstein d'atomes de césium est encore un sujet ouvert. En effet, la méthode désormais classique d'évaporation forcée dans un piège magnétique [11] a échoué pour l'atome de césium, en raison d'un taux très important de collisions inélastiques dépolarisantes amenant les atomes dans un état non piégé [62, 65]. Dans notre piège, tous les niveaux magnétiques sont piégés et nous avons montré qu'il est possible de polariser les atomes dans l'état de plus basse énergie $|F = 3, m = 3\rangle$ en présence d'un champ magnétique. Les collisions dépolarisantes sont alors inhibées car elles sont endothermiques. De plus, elles ne conduisent pas à une perte d'atomes puisque tous les sous-niveaux magnétiques sont piégés. Grâce à une étape rapide de refroidissement Raman, nous pouvons préparer un nuage dense d'atomes froids polarisés dans le piège dipolaire croisé, réalisant ainsi des conditions initiales favorables à un refroidissement évaporatif forcé. Celui-ci peut être obtenu en chassant sélectivement les atomes de vitesse élevée : on peut appliquer une impulsion Raman sélective en vitesse suivie d'une impulsion d'un faisceau résonnant destiné à pousser hors du piège les atomes rapides ainsi sélectionnés. De cette manière, on peut espérer parvenir à une densité dans l'espace des phases suffisante pour atteindre le seuil de condensation. Une simulation numérique préliminaire a donné des résultats encourageants dans ce sens.

Une alternative à cette méthode d'évaporation est de réaliser un nouveau piège combinant un champ magnétique et un faisceau focalisé. Le plus simple est d'utiliser une seule bobine d'axe z vertical, qui crée un maximum de champ magnétique selon z , le champ au voisinage du centre variant très peu avec la distance à l'axe. Cette bobine permet de compenser la gravité et constitue un piège unidimensionnel pour les

atomes dans $|F = 3, m = 3\rangle$, qui est le niveau fondamental du système (figure 6.10). Un faisceau dipolaire très désaccordé aligné avec z permet de confiner les atomes dans le plan transverse. Comme les atomes de $|F = 3, m = -3\rangle$ sont expulsés par le maximum de champ magnétique, il suffit pour forcer l'évaporation de faire passer les atomes dans ce sous-niveau avec un champ radio-fréquence (RF) pour les chasser le long de z . Ce nouveau type de piège permet de confiner les atomes dans leur niveau fondamental — ce qui inhibe les collisions inélastiques — tout en utilisant la technique d'évaporation RF qui a permis l'obtention de tous les condensats réalisés jusqu'à présent [11].

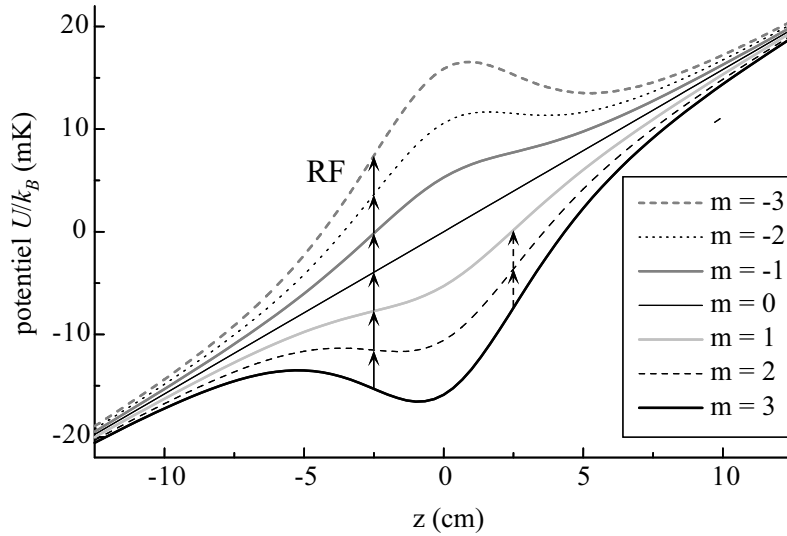


FIG. 6.10 – Allure du potentiel le long de z créé par une bobine d'axe z pour les différents sous-niveaux magnétiques. On a pris comme paramètres 50 tours de rayon 5 cm parcourus par 50 A, ce qui est réalisable expérimentalement avec des fils de cuivre refroidis à l'eau. Il est aisé de placer une bobine d'un tel diamètre autour d'une petite cellule en verre contenant les atomes. La fréquence d'oscillation obtenue vaut 6 Hz environ. Pour forcer l'évaporation, on utilise des photons radio-fréquence (RF) qui vident le piège vers le bas (il n'y a pas d'atome du côté $z > 0$ à l'endroit où le champ RF est résonnant). A ce dispositif, on peut associer un faisceau YAG vertical de 1 W focalisé avec un col de 100 μm pour confiner les atomes transversalement. Avec ces paramètres, la profondeur est de $k_B \times 21 \mu\text{K}$, le taux de diffusion de photons de $0,15 \text{ s}^{-1}$ et la fréquence d'oscillation horizontale vaut 115 Hz.

Une utilisation différente du piège et des faisceaux Raman nous a permis de refroidir les atomes dans le niveau fondamental $n_z = 0$ d'un réseau uni-dimensionnel. Cette voie peut être poursuivie pour créer des états non classiques comme des états de Fock, des états comprimés ou des chats de Schrödinger. Notre équipe a d'ores et déjà préparé un échantillon d'atomes dans le premier état excité $n_z = 1$ [64]. L'originalité de l'expérience se situe dans la mesure directe, par temps de vol, de la fonction d'onde en impulsion

de l'état préparé. On peut étendre ces résultats dans un réseau à trois dimensions en utilisant quatre faisceaux YAG. Il est possible également d'utiliser des petites structures lumineuses analogues à celles étudiées par Denis Boiron pendant sa thèse [18] pour réaliser des pièges dans lesquels les fréquences d'oscillations sont suffisamment élevées (plus de 15 kHz) pour permettre le refroidissement par bandes latérales. Si les puits sont suffisamment séparés les uns des autres, on peut contrôler indépendamment l'état des atomes dans chaque puits en focalisant les faisceaux Raman sur l'un ou l'autre des pièges. On s'achemine ainsi vers un contrôle quantique des atomes avec comme perspective la réalisation de portes logiques pour un ordinateur quantique.

Enfin, l'ensemble des résultats présentés dans ce mémoire a une portée plus générale. Les techniques développées pour nos expériences peuvent être appliquées dans d'autres contextes. En particulier, le piège dipolaire croisé peut être utilisé pour confiner un condensat (de rubidium par exemple) afin d'obtenir des densités très élevées, à la manière de l'expérience réalisée récemment au MIT [21]. Dans un autre domaine, une application du refroidissement par bandes latérales pourrait être de préparer un gaz froid à deux dimensions en confinant les atomes non plus dans une série de plans mais dans un plan unique. Le refroidissement Raman des ces atomes dans les deux directions du plan (associé à un premier refroidissement par bandes latérales perpendiculairement au plan) devrait conduire à l'élaboration d'un gaz bidimensionnel dégénéré d'atomes neutres, milieu encore peu étudié expérimentalement aujourd'hui.

Annexe A

Calcul du déplacement lumineux dans le cas $\ll \text{lin} \perp \text{lin} \gg$

Pour calculer le hamiltonien de déplacement lumineux dû au couplage des atomes avec les deux faisceaux du laser YAG, il est commode de décomposer le champ électrique dans la base standard. Nous conserverons ici les notations introduites au chapitre 1. Rappelons que le faisceau 1 de pulsation ω_1 est polarisé selon y alors que le faisceau 2 (de pulsation ω_2) est polarisé linéairement dans le plan \mathcal{P} orthogonal à y . Choisissons comme axe X la direction de polarisation du faisceau 2 et comme axe Z la direction orthogonale à X et y , c'est-à-dire l'axe de propagation du faisceau 2. Prenons Z comme axe de quantification. La polarisation du faisceau 1 est ϵ_y alors que la polarisation ϵ_2 du faisceau 2 est ϵ_X . En utilisant la base standard $\epsilon_-, \epsilon_Z, \epsilon_+$, on a :

$$\begin{aligned}\epsilon_X &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon_- - \epsilon_+) \\ \epsilon_y &= \frac{i}{\sqrt{2}}(\epsilon_- + \epsilon_+)\end{aligned}\tag{A.1}$$

Le champ électrique complexe total vaut dans cette base :

$$\begin{aligned}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \mathcal{E}_1(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t)} \epsilon_y + \mathcal{E}_2(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)} \epsilon_X \\ \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(i\mathcal{E}_1(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t)} + \mathcal{E}_2(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)} \right) \epsilon_- \\ &\quad + \frac{1}{\sqrt{2}} \left(i\mathcal{E}_1(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t)} - \mathcal{E}_2(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)} \right) \epsilon_+\end{aligned}\tag{A.2}$$

Le hamiltonien $H^\perp(\mathbf{r}, t)$ n'est donc plus scalaire et le déplacement lumineux n'est plus simplement proportionnel à l'intensité. Nous devons calculer tous les éléments de matrice de $H^\perp(\mathbf{r}, t)$. Comme le désaccord Δ du laser YAG par rapport aux transitions dipolaires $D1$ et $D2$ est très grand devant la structure hyperfine des trois niveaux $|6S_{1/2}\rangle$, $|6P_{1/2}\rangle$ et $|6P_{3/2}\rangle$, nous pouvons négliger celle-ci. En revanche, nous devons tenir compte de la structure fine de l'état excité. Nous sommes alors ramenés à un

système à trois niveaux schématisé sur la figure A.1, le niveau fondamental $J_0 = 1/2$ et deux niveaux excités à des énergies $\hbar\omega_{D1}$ pour le niveau $J_1 = 1/2$ de largeur Γ_1 et $\hbar\omega_{D2}$ pour le niveau $J_2 = 3/2$ de largeur Γ_2 .

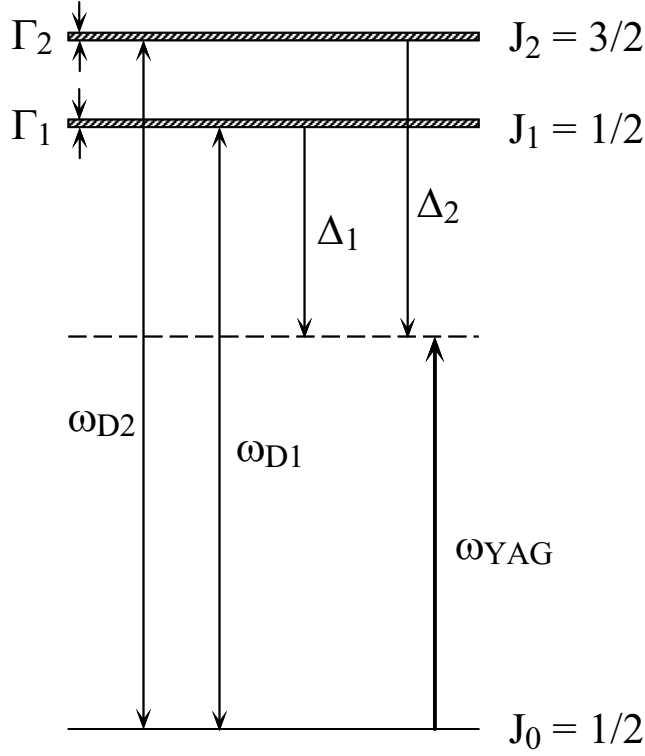


FIG. A.1 – Schéma des niveaux d'énergie à prendre en compte pour le calcul du déplacement lumineux dû au laser YAG

En fait, $H^\perp(\mathbf{r}, t)$ est diagonal dans la base que nous avons choisie : le champ ne comportant que des composantes σ^+ et σ^- , les deux niveaux fondamentaux $|\pm 1/2\rangle$ ne sont pas couplés. Nous devons donc obtenir $H^\perp(\mathbf{r}, t)$ comme somme d'un terme scalaire H_0^\perp et d'un terme H_1^\perp équivalent à un champ magnétique aligné avec l'axe Z . Notons Δ_i le désaccord du laser YAG par rapport à la transition D_i , \mathbf{d}_i le dipole associé à cette transition, et d_i^1 sa norme ($i = 1, 2$). On a alors :

$$\begin{aligned}
 H^\perp(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{\hbar\Delta_1} |\mathbf{d}_1 \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 + \frac{1}{\hbar\Delta_2} |\mathbf{d}_2 \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 \\
 &= \frac{1}{2\hbar\Delta_1} \left(\left| i\mathcal{E}_1(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t)} + \mathcal{E}_2(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)} \right|^2 |\mathbf{d}_1 \cdot \boldsymbol{\epsilon}_-|^2 \right. \\
 &\quad \left. + \left| i\mathcal{E}_1(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t)} - \mathcal{E}_2(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)} \right|^2 |\mathbf{d}_1 \cdot \boldsymbol{\epsilon}_+|^2 \right) \tag{A.3}
 \end{aligned}$$

1. En fait, $d_1 = d_2$.

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2\hbar\Delta_2} \left(\left| i\mathcal{E}_1(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t)} + \mathcal{E}_2(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)} \right|^2 |\mathbf{d}_{2 \cdot \epsilon_-}|^2 \right. \\
& \left. + \left| i\mathcal{E}_1(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t)} - \mathcal{E}_2(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)} \right|^2 |\mathbf{d}_{2 \cdot \epsilon_+}|^2 \right) \\
= & \left(\mathcal{E}_1^2(\mathbf{r}) + \mathcal{E}_2^2(\mathbf{r}) \right) \left(\frac{|\mathbf{d}_{1 \cdot \epsilon_-}|^2 + |\mathbf{d}_{1 \cdot \epsilon_+}|^2}{2\hbar\Delta_1} + \frac{|\mathbf{d}_{2 \cdot \epsilon_-}|^2 + |\mathbf{d}_{2 \cdot \epsilon_+}|^2}{2\hbar\Delta_2} \right) \\
+ & 2\mathcal{E}_1(\mathbf{r})\mathcal{E}_2(\mathbf{r}) \sin\left(\frac{2\pi z}{a} - \Delta\omega t\right) \left(\frac{|\mathbf{d}_{1 \cdot \epsilon_-}|^2 - |\mathbf{d}_{1 \cdot \epsilon_+}|^2}{2\hbar\Delta_1} + \frac{|\mathbf{d}_{2 \cdot \epsilon_-}|^2 - |\mathbf{d}_{2 \cdot \epsilon_+}|^2}{2\hbar\Delta_2} \right)
\end{aligned}$$

Le premier terme est scalaire et proportionnel à l'intensité totale. Il vaut, en tenant compte de la valeur des coefficients de Clebsch-Gordan pour les deux transitions (figure A.2) :

$$H_0^\perp(\mathbf{r}) = \frac{\hbar}{4} \left(\Omega_1^2(\mathbf{r}) + \Omega_2^2(\mathbf{r}) \right) \left(\frac{1}{3\Delta_1} + \frac{2}{3\Delta_2} \right) \quad (\text{A.4})$$

On a tenu compte de $d_1 = d_2$ et on a introduit la pulsation de Rabi relative à chaque faisceau $\hbar\Omega_i = 2\mathcal{E}_i d_i$.

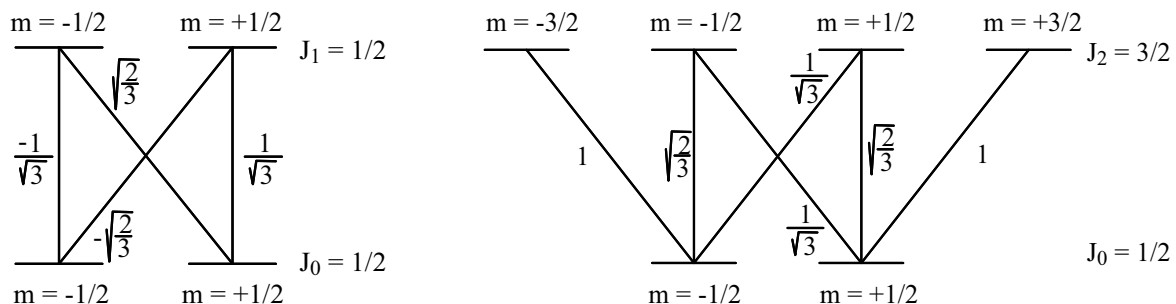


FIG. A.2 – Coefficients de Clebsch-Gordan pour une transition $|J_0 = 1/2\rangle \longrightarrow |J_1 = 1/2\rangle$ et pour une transition $|J_0 = 1/2\rangle \longrightarrow |J_2 = 3/2\rangle$

Le second terme $H_1^\perp(\mathbf{r}, t)$ a, comme un champ magnétique, un effet opposé pour les sous-niveaux $|J_0, m = +1/2\rangle$ et $|J_0, m = -1/2\rangle$. En se replaçant dans la base couplée $|F, m_F\rangle$, cela conduit à un déplacement lumineux proportionnel à m_F et de signe opposé dans $|F = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle$. En utilisant le symbole de Kronecker², on a :

$$\begin{aligned}
\langle F, m | H_1^\perp(\mathbf{r}) | F, m \rangle = & \\
(\delta_{F,4} - \delta_{F,3}) \frac{m \hbar}{4} \left(\frac{2}{3\Delta_1} - \frac{2}{3\Delta_2} \right) \Omega_1(\mathbf{r}) \Omega_2(\mathbf{r}) \sin\left(\frac{2\pi z}{a} - \Delta\omega t\right) & \quad (\text{A.5})
\end{aligned}$$

Si $\Delta\omega$ est nul, le hamiltonien total est donc modulé selon z . En revanche si $\Delta\omega$ n'est pas nul, la partie modulée H_1^\perp change dans le temps. Si cette variation est suffisamment

2. $\delta_{F,3}$ vaut 1 si $F = 3$ et zéro sinon ; $\delta_{F,4}$ est défini de la même façon.

rapide, ce terme se moyenne à zéro et le hamiltonien ne présente pas de micro-structure sur l'échelle de a .

Remarque : cas d'une configuration « lin θ lin »

Plaçons nous à présent dans le cas où le faisceau 1 reste polarisé linéairement selon ϵ_y mais la polarisation linéaire du faisceau 2 fait un angle θ avec ϵ_y :

$$\epsilon_1 = \epsilon_y = \frac{i}{\sqrt{2}}(\epsilon_+ + \epsilon_-) \quad (\text{A.6})$$

$$\epsilon_2 = \cos \theta \epsilon_y + \sin \theta \epsilon_x = \frac{i}{\sqrt{2}}(e^{i\theta} \epsilon_+ + e^{-i\theta} \epsilon_-) \quad (\text{A.7})$$

Le même genre de calcul que celui qui précède conduit au hamiltonien suivant :

$$H^\theta = H_0^\theta + H_1^\theta \quad \text{avec :} \quad (\text{A.8})$$

$$H_0^\theta = \frac{\hbar}{12} \left(\frac{1}{\Delta_1} + \frac{2}{\Delta_2} \right) \left(\Omega_1^2(\mathbf{r}) + \Omega_2^2(\mathbf{r}) + 2\Omega_1(\mathbf{r})\Omega_2(\mathbf{r}) \cos \left(\frac{2\pi z}{a} - \Delta\omega t \right) \cos \theta \right)$$

$$\langle F, m | H_1^\theta | F, m \rangle = (\delta_{F,4} - \delta_{F,3}) \frac{m \hbar}{4 \cdot 12} \left(\frac{1}{\Delta_2} - \frac{1}{\Delta_1} \right) 2\Omega_1(\mathbf{r})\Omega_2(\mathbf{r}) \sin \left(\frac{2\pi z}{a} - \Delta\omega t \right) \sin \theta$$

Dans les deux cas limite $\theta = 0$ et $\theta = \pi/2$, on retrouve les expressions de H^\parallel et H^\perp données au chapitre 1. Dans une situation intermédiaire, la modulation en intensité est réduite par un facteur $\cos \theta$ par rapport au cas « lin \parallel lin », alors que le champ magnétique fictif modulé augmente proportionnellement à $\sin \theta$.

Annexe B

Calcul du taux de collisions élastiques

B.1 Calcul de Γ dans le cas général

Nous donnons ici un calcul détaillé du taux de collisions élastiques dans un nuage d'atomes froids. La section efficace dépend à priori de la vitesse relative v_r des deux atomes en collision et on la notera $\sigma(v_r)$. On définit par

$$d^6 P(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d^3 r d^3 v \quad (\text{B.1})$$

la probabilité pour un atome d'être en \mathbf{r} à $d^3 r$ près avec la vitesse \mathbf{v} à $d^3 v$ près. Pour qu'un atome de vitesse \mathbf{v}' subisse une collision pendant dt avec l'atome en (\mathbf{r}, \mathbf{v}) , il faut qu'il soit en \mathbf{r} à $d\tau = \sigma(|\mathbf{v} - \mathbf{v}'|) |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| dt$ près, où $d\tau$ est le volume balayé par le deuxième atome dans le référentiel du premier pendant dt . La probabilité pour que l'atome en (\mathbf{r}, \mathbf{v}) subisse pendant dt une collision avec l'un des $N-1 \simeq N$ autres atomes de vitesse quelconque \mathbf{v}' est donc :

$$N \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}') \sigma(|\mathbf{v} - \mathbf{v}'|) |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| dt d^3 v' \quad (\text{B.2})$$

Pour obtenir le taux de collisions total moyen, il faut moyenner sur la position (\mathbf{r}, \mathbf{v}) de l'atome dans l'espace des phases et multiplier par le nombre d'atomes :

$$\Gamma = N^2 \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}') \sigma(|\mathbf{v} - \mathbf{v}'|) |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| d^3 r d^3 v d^3 v' \quad (\text{B.3})$$

La fonction f est le produit de la densité spatiale divisée par le nombre d'atomes et de la densité de probabilité de présence g dans l'espace des vitesses :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \frac{n(\mathbf{r})}{N} g(\mathbf{v}) \quad (\text{B.4})$$

L'intégration sur les variables d'espace fait apparaître la densité moyenne \bar{n} :

$$\bar{n} = \int n(\mathbf{r}) n(\mathbf{r}) d^3r \quad (\text{B.5})$$

Il reste :

$$\Gamma = \bar{n} \int g(\mathbf{v}) g(\mathbf{v}') \sigma(|\mathbf{v} - \mathbf{v}'|) |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| d^3v d^3v' \quad (\text{B.6})$$

Supposons alors que la distribution des vitesses est une gaussienne de dispersion $v_0 = \sqrt{k_B T/m}$ (ce qui est le cas pour un nuage thermalisé) :

$$g(\mathbf{v}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} v_0^3} e^{-\frac{v^2}{2v_0^2}} \quad (\text{B.7})$$

L'expression de Γ est alors :

$$\Gamma = \frac{\bar{n}}{(2\pi)^3 v_0^6} \int \sigma(|\mathbf{v} - \mathbf{v}'|) |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| e^{-\frac{v^2 + v'^2}{2v_0^2}} d^3v d^3v' \quad (\text{B.8})$$

On peut faire le changement de variable

$$\mathbf{v}_m = \frac{1}{2}(\mathbf{v} + \mathbf{v}') \quad \text{vitesse moyenne} \quad (\text{B.9})$$

$$\mathbf{v}_r = \mathbf{v} - \mathbf{v}' \quad \text{vitesse relative} \quad (\text{B.10})$$

Il vient :

$$\Gamma = \frac{\bar{n}}{(2\pi)^3 v_0^6} \int v_r \sigma(v_r) e^{-\frac{v_r^2}{4v_0^2}} e^{-\frac{v_m^2}{v_0^2}} d^3v_r d^3v_m \quad (\text{B.11})$$

$$\Gamma = \frac{\bar{n}}{8\pi\sqrt{\pi} v_0^3} \int v_r \sigma(v_r) e^{-\frac{v_r^2}{4v_0^2}} d^3v_r$$

$$\Gamma = \frac{\bar{n}}{2\sqrt{\pi} v_0^3} \int_0^\infty v_r^3 \sigma(v_r) e^{-\frac{v_r^2}{4v_0^2}} dv_r \quad (\text{B.12})$$

Pour obtenir la dernière équation (B.12), on a effectué l'intégration angulaire.

B.2 Expression de Γ pour différents choix de $\sigma(v_r)$

Plusieurs résultats sont possibles suivant la forme de la section efficace $\sigma(v_r)$. On se place à température suffisamment basse ($T < 50 \mu\text{K}$) pour que les seules collisions qui interviennent soient les collisions dans l'onde s . On a alors :

$$\sigma(v_r) = \frac{8\pi a^2}{1 + k_r^2 a^2} = \frac{\sigma_0}{1 + (mv_r a / \hbar)^2} = \frac{\sigma_0}{1 + (v_r / v_{\text{lim}})^2} \quad (\text{B.13})$$

où la vitesse limite entre les deux régimes est donnée par $v_{\text{lim}} = \hbar / (ma)$. a est la longueur de diffusion, paramètre caractéristique de l'interaction entre atomes. Après changement de variable, on peut mettre Γ sous la forme :

$$\Gamma = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \bar{n} \sigma_0 v_0 \int_0^\infty \frac{u e^{-u}}{1 + \frac{4v_0^2}{v_{\text{lim}}^2} u} du \quad (\text{B.14})$$

On ne peut obtenir d'expression analytique explicite de Γ . Nous étudierons donc les deux cas limite qui majorent la section efficace $\sigma(v_r) = \sigma_0$ (pour $v_0 \ll v_{\text{lim}}$) et $\sigma(v_r) = 8\pi/k_r^2 = 8\pi(\hbar/mv_r)^2$ (pour $v_0 \gg v_{\text{lim}}$), puis nous donnerons un encadrement de Γ .

B.2.1 Cas d'une section efficace constante

Cette approximation est valable à basse température¹ puisqu'elle revient à négliger dans l'intégrale $\frac{4v_0^2}{v_{\text{lim}}^2} u$ devant 1. Après intégration, on obtient :

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{4}{\sqrt{\pi}} \bar{n} \sigma_0 v_0 = \bar{n} \sigma_0 \bar{v} \\ \text{avec } \bar{v} &= \frac{4}{\sqrt{\pi}} v_0 = 4 \sqrt{\frac{k_B T}{\pi m}} \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

C'est la définition du taux de collisions élastiques utilisée dans la référence [59]. Le taux de collisions augmente lorsque \bar{n} et T augmentent.

B.2.2 Cas d'une section efficace résonnante

Si l'on utilise l'expression $\sigma(v_r) = 8\pi(\hbar/mv_r)^2$ pour la section efficace, on la sur-estime au voisinage de $v_r = 0$ puisqu'en réalité la section efficace sature à σ_0 . On fait l'approximation inverse de celle du cas précédent : $\frac{4v_0^2}{v_{\text{lim}}^2} u \gg 1$. Cela n'est valable qu'à

1. c'est-à-dire à une température faible devant T_{lim} définie par $k_B T_{\text{lim}} = mv_{\text{lim}}^2$

température élevée². Le calcul donne avec ce choix de σ :

$$\Gamma = \frac{2h^2\bar{n}}{\pi\sqrt{\pi}m^2v_0} \propto \frac{\bar{n}}{\sqrt{T}} \quad (\text{B.16})$$

Le taux de collisions augmente lorsque la densité augmente ou lorsque la température *diminue*. Cela est dû à la résonance de la section efficace à basse température. Nous utilisons cette valeur de Γ au chapitre 5 pour les points expérimentaux de la figure 5.8 marqués d'un cercle.

B.2.3 Encadrement de Γ

On peut encadrer $\sigma(v_r)$ de deux manières suivant la valeur de v_r :

$$\begin{aligned} \sigma_0/2 < \sigma < \sigma_0 & \quad \text{pour } v_r < \frac{\hbar}{ma} = v_{\text{lim}} \\ \sigma_0/2 \left(\frac{v_{\text{lim}}}{v_r}\right)^2 < \sigma < \sigma_0 \left(\frac{v_{\text{lim}}}{v_r}\right)^2 & \quad \text{pour } v_r > v_{\text{lim}} \end{aligned} \quad (\text{B.17})$$

Γ est donc compris entre $\Gamma_{\text{max}}/2$ et Γ_{max} , avec pour Γ_{max} :

$$\Gamma_{\text{max}} = \frac{\bar{n}\sigma_0}{2\sqrt{\pi}v_0^3} \left(\int_0^{v_{\text{lim}}} v_r^3 e^{-\frac{v_r^2}{4v_0^2}} dv_r + \int_{v_{\text{lim}}}^{\infty} v_{\text{lim}}^2 v_r e^{-\frac{v_r^2}{4v_0^2}} dv_r \right) \quad (\text{B.18})$$

soit après intégration :

$$\Gamma_{\text{max}} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \bar{n}\sigma_0 v_0 \left(1 - e^{-(v_{\text{lim}}/2v_0)^2} \right) \quad (\text{B.19})$$

On retrouve les deux expressions données plus haut dans les limites $v_0 \gg v_{\text{lim}}$ et $v_0 \ll v_{\text{lim}}$. Entre ces deux limites, Γ_{max} passe par un maximum pour $v_0 \simeq 0,45 v_{\text{lim}}$. Nous utilisons au chapitre 5 l'expression de Γ_{max} obtenue ci-dessus pour obtenir les points marqués d'un carré de la figure 5.8. La figure B.1 montre l'écart entre l'expression exacte de Γ et l'encadrement proposé ici. Γ est proche de Γ_{max} sauf au voisinage de la limite $v_0 = v_{\text{lim}}$ où sa valeur est nettement inférieure. Pour une longueur de diffusion $a = 1000 a_0 = 530 \text{ \AA}$, Γ_{max} est une bonne approximation de Γ pour une température supérieure à $5 \mu\text{K}$ (cela correspond à $v_0 = 2 v_{\text{lim}}$).

2. toujours par rapport à T_{lim}

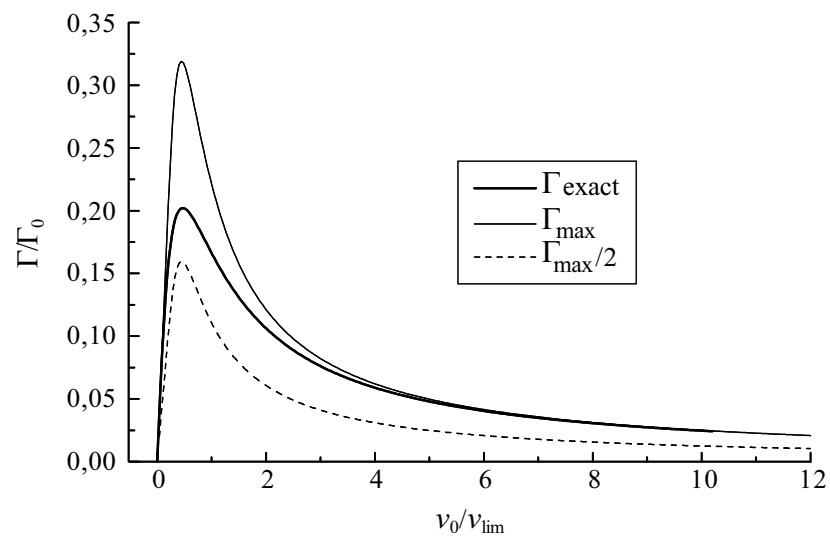


FIG. B.1 – Allure du taux de collisions élastiques (trait gras) ou des bornes Γ_{max} (trait plein) et $\Gamma_{max}/2$ (trait pointillé) en unités de $\Gamma_0 = 4/\sqrt{\pi} \bar{n}\sigma_0 v_{lim}$, en fonction de la vitesse quadratique moyenne v_0 en unités de v_{lim} . Γ est proche de Γ_{max} en dehors de la région où v_0 est voisine de v_{lim} .

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au laboratoire Kastler Brossel à l'Ecole normale supérieure. Je remercie sa directrice Michèle Leduc de m'y avoir accueillie et de m'avoir fait bénéficier de conditions de recherche exceptionnelles. J'ai travaillé dans le groupe « atomes froids » dirigé par Claude Cohen-Tannoudji. Je tiens à le remercier pour l'intérêt qu'il a toujours porté à mes recherches et pour la clarté de ses explications lors de chacune de nos réunions. Il a également accepté de faire partie de mon jury bien que son emploi du temps soit déjà surchargé.

Je tiens à remercier particulièrement Christophe Salomon qui a encadré ce travail. Il a été pour moi le directeur de thèse idéal. Son expérience et sa connaissance parfaite du domaine m'ont toujours été d'un grand secours. Sa bonne humeur jamais mise en défaut et son optimisme légendaire ont été salvateurs dans les moments difficiles. Malgré ses responsabilités grandissantes, il a su conserver une grande disponibilité.

Je remercie Jacques Baudon et Andrew Steane pour leur lecture attentive de ce mémoire. Je les remercie, ainsi que Jacques Treiner et André Ducasse, d'avoir accepté de faire partie du jury de soutenance.

J'ai bénéficié au laboratoire de l'interaction avec les autres équipes. Je remercie en particulier Jean Dalibard, qui m'a fait connaître le laboratoire, et Yvan Castin, pour leur grande disponibilité et l'aide qu'ils m'ont apportée notamment sur les problèmes de théorie. Je veux aussi exprimer ma gratitude à ceux qui m'ont formée au quotidien à la recherche expérimentale lorsque j'étais stagiaire : Pascal Szriftgiser, Pierre Lemonde et Jakob Reichel. Cette thèse est le résultat d'un travail d'équipe et je remercie très chaleureusement Axel Kuhn, Isabelle Bouchoule et Wolfgang Hänsel qui ont partagés avec moi les angoisses et les bons moments qui sont le quotidien de la recherche expérimentale. Isabelle Bouchoule et Axel Kuhn ont de plus relu attentivement le manuscrit. Je remercie également tous les membres du groupe pour leur aide sous forme de prêt de matériel, d'échange de points de vue, et pour la bonne ambiance qui règne au laboratoire grâce à eux : Markus Arndt, Maxime Ben Dahan, Denis Boiron, Pierre Desbiolles, Ralf Dum, Gabriele Ferrari, David Guéry-Odelin, Tom Hijmans, Simone Kulin, John Lawall, Marc-Oliver Mewes, Alain Michaud, Olivier Morice, Makoto Morinaga, Maxime Ol'shanii, Francesco Pavone, Ekkehard Peik, Ernst Rasel, Bruno Saubaméa, Florian Schreck, Johannes Söding, Pippa Storey, Mark Welling. Enfin, je tiens à remercier le groupe d'optique non linéaire avec lequel j'ai eu des contacts fréquents et toujours fructueux : Gilbert Grynberg, Samuel Guibal, Luca Guidoni, David Lucas, David Meacher, Cécile Mennerat-Robilliard, Costa Petsas, Christine Triché, Philippe Verkerk.

Ce travail n'aurait pu être réalisé sans le soutien des services techniques du laboratoire et du département. Je tiens à remercier en particulier André Clouqueur et Lionel Perennes, Jean-Claude Guillaume, Jean Outrequin et Jean Lagadec, le service électrique, Zaïre Dissi et Thierry Besançon. Ils ont su intervenir très rapidement lorsque j'en avais besoin, même de façon impromptue. Je remercie également l'équipe du secrétariat, en particulier Geneviève Piard et Michèle Sanchez.

Pendant ces trois années, j'ai enseigné en DEUG à l'Université Pierre et Marie Curie. Délaisser de temps en temps les atomes froids pour revenir aux bases de la physique a été très profitable pour moi et je remercie l'équipe enseignante avec laquelle j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler : Jacques Treiner, Benoît Mosser, Evelyne Kolb, Thomas Boutreux, Laurent Laloux et Louis-Anne de Vaultier.

Enfin, je remercie mes amis et ma famille qui m'ont soutenue moralement pendant ces trois ans, et en particulier Ronan qui a su me redonner confiance dans les moments où j'en manquais.

Bibliographie

- [1] V.O. BALYKIN, V.S. LETOKHOV, ET A.I. SIDOROV. Intense stationary flow of cold atoms formed by laser deceleration of atomic beam. *Optics Comm.*, **49**, 248, (1984).
- [2] J. PRODAN, A. MIGDALL, W.D. PHILLIPS, I. SO, H. METCALF, ET J. DALIBARD. Stopping Atoms with Laser Light. *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 992, (1985).
- [3] W. ERTMER, R. BLATT, J.L. HALL, ET M. ZHU. Laser Manipulation of Atomic Beam Velocities: Demonstration of Stopped Atoms and Velocity Reversal. *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 996, (1985).
- [4] S. CHU, L. HOLLBERG, J.E. BJORKHOLM, A. CABLE, ET A. ASHKIN. Three-Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 48, (1985).
- [5] J. DALIBARD, (1986). non publié.
- [6] E. RAAB, M. PRENTISS, A. CABLE, S. CHU, ET D. PRITCHARD. Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2631, (1987).
- [7] S.N. BOSE. Plancks Gesetz und Lichtquanten Hypothese. *Z. Phys.*, **26**, 178, (1924).
- [8] A. EINSTEIN. Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. *Sitzungsber. preus. Akad. Wiss., phys.-math. Klasse*, page 261, (1924). ; ibidem, p. 3, (1925).
- [9] H.F. HESS. Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen. *Phys. Rev. B*, **34**, 3476, (1986).
- [10] N. MASUHARA, J.M. DOYLE, J.C. SANDBERG, D. KLEPPNER, T.J. GREYTAK, H.F. HESS, ET G.P. KOCHANSKI. Evaporative Cooling of Spin-Polarized Atomic Hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 935, (1988).
- [11] M.H. ANDERSON, J.R. ENSHER, M.R. MATTHEWS, C.E. WIEMAN, ET E.A. CORNELL. Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor. *Science*, **269**, 198, (1995).
- [12] K.B. DAVIS, M.-O. MEWES, M.R. ANDREWS, N.J. VAN DRUDEN, D.S. DURFEE, D.M. KURN, ET W. KETTERLE. Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3969, (1995).

- [13] C.C. BRADLEY, C.A. SACKETT, ET R.G. HULET. Bose-Einstein Condensation of Lithium: Observation of Limited Condensate Number. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 985, (1997).
- [14] S. CHU, J.E. BJORKHOLM, A. ASHKIN, ET A. CABLE. Experimental Observation of Optically Trapped Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 314, (1986).
- [15] J.D. MILLER, R.A. CLINE, ET D.J. HEINZEN. Far-off-resonance optical trapping of atoms. *Phys. Rev. A*, **47**, R4567, (1993).
- [16] D. BOIRON, C. TRICHÉ, D.R. MEACHER, P. VERKERK, ET G. GRYNBERG. Three-dimensional cooling of cesium atoms in four beam gray optical molasses. *Phys. Rev. A*, **52**, R3425, (1995).
- [17] D. BOIRON, A. MICHAUD, P. LEMONDE, Y. CASTIN, C. SALOMON, S. WEYERS, K. SZYMANIEC, L. COGNET, ET A. CLAIRON. Laser cooling of cesium atoms in gray optical molasses down to 1.1 μ K. *Phys. Rev. A*, **53**, R3734, (1996).
- [18] DENIS BOIRON. *Etude du refroidissement et du piégeage d'atomes de césium dans des structures lumineuses à faible taux de diffusion*. Thèse de Doctorat, Université Paris VI, janvier 1998.
- [19] D. BOIRON, A. MICHAUD, J.M. FOURNIER, L. SIMARD, M. SPRENGER, G. GRYNBERG, ET C. SALOMON. Cold and dense cesium clouds in far-detuned dipole traps. *Phys. Rev. A*, **57**, (1998).
- [20] E.A. BURT, R.W. GHRIST, C.J. MYATT, M.J. HOLLAND, E.A. CORNELL, ET C.E. WIEMAN. Coherence, Correlations, and Collisions: What One Learns about Bose-Einstein Condensates from Their Decay. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 337, (1997).
- [21] D.M. STAMPER-KURN, M.R. ANDREWS, A.P. CHIKKATUR, S. INOUE, H.-J. MIESNER, J. STENGER, ET W. KETTERLE. Optical Confinement of a Bose-Einstein Condensate. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 2027, (1998).
- [22] P. VERKERK, B. LOUNIS, C. SALOMON, C. COHEN-TANNOUJDI, J.-Y. COURTOIS, ET G. GRYNBERG. Dynamics and Spatial Order of Cold Cesium Atoms in a Periodic Optical Potential. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 3861, (1992).
- [23] D.J. WINELAND ET H. DEHMELT. Proposed $10^{14}\Delta\nu < \nu$ Laser Fluorescence Spectroscopy on Tl^+ Mono-Ion Oscillator III. *Bull. Am. Phys. Soc.*, **20**, 637, (1975).
- [24] F. DIEDRICH, J.C. BERGQUIST, W.M. ITANO, ET D.J. WINELAND. Laser Cooling to the Zero-Point Energy of Motion. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 403, (1989).
- [25] H. PERRIN, A. KUHN, I. BOUCHOLE, ET C. SALOMON. Sideband cooling of neutral atoms in a far-detuned optical lattice. *Europhys. Lett.*, **42**, 395, (1998).
- [26] D.M. MEEKHOF, C. MONROE, B.E. KING, W.M. ITANO, ET D.J. WINELAND. Generation of Nonclassical Motional States of a Trapped Atom. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 1796, (1996).

- [27] A. ASPECT, E. ARIMONDO, R. KAISER, N. VANSTEENKISTE, ET C. COHEN-TANNOUDJI. Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Velocity-Selective Coherent Population Trapping. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 826, (1988).
- [28] M. KASEVICH ET S. CHU. Laser Cooling below a Photon Recoil with Three-Level Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1741, (1992).
- [29] C. COHEN-TANNOUDJI. *Atomes ultrafroids — Approches statistiques et perspectives nouvelles*. Cours de Physique atomique et moléculaire, Collège de France, (1995).
- [30] J. REICHEL, F. BARDOU, M. BEN DAHAN, E. PEIK, S. RAND, C. SALOMON, ET C. COHEN-TANNOUDJI. Raman Cooling of Cs below 3nK: New Approach inspired by Lévy Flight Statistics. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 4575, (1995).
- [31] N. DAVIDSON, H.J. LEE, M. KASEVICH, ET S. CHU. Raman Cooling of Atoms in Two and Three Dimensions. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 3158, (1994).
- [32] A. KUHN, H. PERRIN, W. HÄNSEL, ET C. SALOMON. Three Dimensional Raman Cooling using Velocity Selective Rapid Adiabatic Passage. in *OSA TOPS on Ultracold Atoms and BEC 1996*, Edité par KEITH BURNETT, volume **7**, (1997).
- [33] H.J. LEE, C.S. ADAMS, M. KASEVICH, ET S. CHU. Raman Cooling of Atoms in an Optical Dipole Trap. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 2658, (1996).
- [34] J.I. CIRAC, M. LEWENSTEIN, ET P. ZOLLER. Collective laser cooling of trapped atoms. *Europhys. Lett.*, **35**, 647, (1996).
- [35] Y. CASTIN, J.I. CIRAC, ET M. LEWENSTEIN. Reabsorption of Light by Trapped Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, (1998). accepté pour publication.
- [36] S.E. HAMANN, D.L. HAYCOCK, G. KLOSE, P.H. PAX, I.H. DEUTSCH, ET P.S. JESSEN. Resolved-Sideband Raman Cooling to the Ground State of an Optical Lattice. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 4149, (1998).
- [37] D. BOIRON, A. MICHAUD, P. LEMONDE, Y. CASTIN, C. SALOMON, S. WEYERS, K. SZYMANIEC, L. COGNET, ET A. CLAIRON. titre. in *Proc. of the 5th symposium on frequency standards and metrology*, Edité par J. BERGQUIST, page 499, Woodshole, USA, (1996).
- [38] PIERRE LEMONDE. *PHARAO : étude d'une horloge spatiale utilisant des atomes refroidis par laser : réalisation d'un prototype*. Thèse de Doctorat, Université Paris VI, novembre 1997.
- [39] J. REICHEL, O. MORICE, G.M. TINO, ET C. SALOMON. Sub-recoil Raman cooling of Cs Atoms. *Europhys. Lett.*, **28**, 477, (1994).
- [40] JAKOB REICHEL. *Refroidissement Raman et vols de Lévy : atomes de césium au nanoKelvin*. Thèse de Doctorat, Université Paris VI, juin 1996.
- [41] C. COHEN-TANNOUDJI, B. DIU, ET F. LALOË. *Mécanique Quantique*. Hermann, (1973).
- [42] MAXIME BEN DAHAN. *Transport et relaxation d'atomes de césium : oscillations de Bloch et résonance de diffusion*. Thèse de Doctorat, Université Paris VI, octobre 1997.

- [43] R.B. BLACKMAN ET J.W. TUKEY. *The Measurement of Power Spectra From the Point of View of Communications Engineering*. Dover Publications, New York, (1958).
- [44] F.J. HARRIS. On the Use of Windows for Harmonic Analysis with the Discrete Fourier Transform. *Proc. IEEE*, **66**, 51, (1978).
- [45] A. ABRAGAM. *Les principes du magnétisme nucléaire*, page 33. Presses Universitaires de France, (1961).
- [46] A. MESSIAH. *Mécanique Quantique*, volume **2**, page 637. Dunod, (1959).
- [47] E.B. TREACY. Adiabatic inversion with light pulses. *Physics Letters*, **27A**, 421, (1968).
- [48] M.M.T. LOY. Observation of Population Inversion by Optical Adiabatic Rapid Passage. *Phys. Rev. Lett.*, **32**, 814, (1974).
- [49] W. PAUL ET H. STEINWEDEL. Ein neues Massenspektrometer ohne Magnetfeld. *Zeitschrift für Naturforschung*, **8a**, 448, (1953).
- [50] H. DEHMELT. *Advances in Atomic and Molecular Physics*, volume **3**. D.R. Bates, Academic, New-York, (1967).
- [51] C. COHEN-TANNOUJDI. *Ions piégés — Refroidissement radiatif et applications*. Cours de Physique atomique et moléculaire, Collège de France, (1985–86).
- [52] R. H. DICKE. The Effect of Collisions upon the Doppler Width of Spectral Lines. *Phys. Rev.*, **89**, 472, (1953).
- [53] C. MONROE, D.M. MEEKHOF, B.E. KING, S.R. JEFFERTS, W.M. ITANO, D.J. WINELAND, ET P. GOULD. Resolved Sideband Raman Cooling of a Bound Atom to the 3D Zero-Point Energy. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 4011, (1995).
- [54] J. LAWALL, S. KULIN, B. SAUBAMEA, N. BIGELOW, M. LEDUC, ET C. COHEN-TANNOUJDI. Three-Dimensional Laser Cooling of Helium Beyond the Single-Photon Recoil Limit. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 4194, (1995).
- [55] PAUL LÉVY. *Théorie de l'addition des variables aléatoires*. Gautier-Villars, (1954).
- [56] F. BARDOU, J.-P. BOUCHAUD, O. EMILE, A. ASPECT, ET C. COHEN-TANNOUJDI. Subrecoil Laser Cooling and Lévy Flights. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 203, (1994).
- [57] OLIVIER MORICE. *Atomes refroidis par laser: du refroidissement subrecoil à la recherche d'effets quantiques collectifs*. Thèse de Doctorat, Université Paris VI, décembre 1995.
- [58] C. COHEN-TANNOUJDI. *Atomes ultrafroids — Piégeage non dissipatif et refroidissement évaporatif*. Cours de Physique atomique et moléculaire, Collège de France, (1996).
- [59] M. ARNDT, M. BEN-DAHAN, D. GUÉRY-ODELIN, M.W. REYNOLDS, ET J. DALIBARD. Observation of a Zero-Energy Resonance in Cs-Cs Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 625, (1997).
- [60] D. GUÉRY-ODELIN, J. SÖDING, P. DESBIOLLES, ET J. DALIBARD. Strong evaporative cooling of a trapped cesium gas. *Opt. Express*, **2**, 323, (1998).

- [61] P. LEMONDE, O. MORICE, E. PEIK, J. REICHEL, H. PERRIN, W. HÄNSEL, ET C. SALOMON. An opto-electric trap for cold atoms. *Europhys. Lett.*, **32**, 555, (1995).
- [62] J. SÖDING, D. GUÉRY-ODELIN, P. DESBIOLLES, G. FERRARI, ET J. DALIBARD. Giant Spin Relaxation of an Ultracold Cesium Gas. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 1869, (1998).
- [63] H. PERRIN, A. KUHN, I. BOUCHOULE, T. PFAU, ET C. SALOMON. Raman cooling of spin polarized atoms in a crossed dipole trap. *Europhys. Lett.*, **46**, 141, (1999).
- [64] I. BOUCHOULE, H. PERRIN, A. KUHN, M. MORINAGA, ET C. SALOMON. Neutral atoms prepared in Fock states of a one-dimensional harmonic potential. *Phys. Rev. A*, **59**, R8, (1999).
- [65] D. GUÉRY-ODELIN, J. SÖDING, P. DESBIOLLES, ET J. DALIBARD. Is Bose-Einstein condensation of atomic cesium possible? *Europhys. Lett.*, **44**, 25, (1998).