HAL
open science

Production tout optique de condensats de Bose-Einstein de 39K : des interactions contrôlables pour l'étude de gaz quantiques désordonnés en dimensions réduites

Guillaume Salomon

To cite this version:

Guillaume Salomon. Production tout optique de condensats de Bose-Einstein de 39K : des interactions contrôlables pour l'étude de gaz quantiques désordonnés en dimensions réduites. Optique [physics.optics]. Institut d'Optique Graduate School, 2014. Français. NNT : 2014IOTA0009 . tel-01127045

HAL Id: tel-01127045

https://pastel.hal.science/tel-01127045

Submitted on 6 Mar 2015

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.

INSTITUT D'OPTIQUE GRADUATE SCHOOL

ÉCOLE DOCTORALE ONDES ET MATIERE

DISCIPLINE Physique

THÈSE

pour l'obtention du grade de Docteur en science de l'Institut d'Optique Graduate School
préparée au Laboratoire Charles Fabry

soutenue le 27/10/2014

par

Guillaume SALOMON

Production tout optique de condensats de Bose-Einstein de ^{39}K

Des interactions contrôlables pour l'étude de gaz quantiques désordonnés en dimensions réduites

Directeur de thèse :	Alain Aspect	–	Institut d'Optique

Composition du jury :

Président du jury :	Franck Pereira dos santos	–	SYRTE, Observatoire de Paris
Rapporteurs :	Leticia Tarruell	–	ICFO, Barcelona
	Pascal Szriftgiser	–	PHLAM, Université de Lille
Examinateurs :	Daniel Comparat	–	Laboratoire Aimé-Cotton
Membres invités :	Thomas Bourdel	–	Institut d'Optique

Table des matières

Remerciements **5**

Introduction **7**

1 Etude d'un gaz ultra-froid de ^{87}Rb bidimensionnel en présence de désordre **13**

1.1 Transitions de phase à deux dimensions 13
1.1.1 Absence d'ordre à longue portée 13
1.1.2 Hamiltonien élastique 14
1.1.3 Phénoménologie de la transition BKT 15
1.1.4 Effets du désordre 16
1.2 Dispositif expérimental 19
1.2.1 Refroidissement tout optique du ^{87}Rb 19
1.2.2 Piège 2D 19
1.2.3 Potentiel désordonné 20
1.2.4 Imagerie 21
1.3 Transition superfluide et thermométrie 22
1.4 Transition BKT en présence de désordre 22
1.5 Vers la localisation d'Anderson à deux dimensions 25
1.5.1 Localisation faible 26
1.5.2 Vers la localisation forte 27
1.5.3 Transition vers le potassium 30

2 Refroidissement Doppler du ^{39}K **31**
2.1 Système expérimental . . . 31
2.1.1 Source . . . 32
2.1.2 Création d'un jet atomique collimaté . . . 32
2.1.3 Capture dans un piège magnéto-optique . . . 33
2.1.4 Imagerie et contrôle continu . . . 33
2.2 Système laser . . . 33
2.2.1 Structure du ^{39}K . . . 33
2.2.2 Banc optique . . . 34
2.3 Refroidissement Doppler . . . 37
2.3.1 MOT 2D . . . 37
2.3.2 MOT 3D . . . 40
2.3.3 MOT comprimé (CMOT) . . . 42
2.4 Conclusion . . . 47

3 Refroidissement sub-Doppler du ^{39}K **49**
3.1 Mélasse rouge sur la raie D2 du ^{39}K . . . 50
3.1.1 Difficultés . . . 50
3.1.2 Stratégie de Florence . . . 50
3.1.3 Résultats expérimentaux . . . 52
3.2 Principe physique d'une mélasse grise . . . 55
3.2.1 Modèle simple à trois niveaux . . . 55
3.2.2 Discussion . . . 59
3.3 Mélasse grise sur la raie D1 du ^{39}K . . . 61
3.3.1 Configuration expérimentale . . . 61
3.3.2 Résultats . . . 62
3.3.3 Paramètres optimaux . . . 70
3.3.4 Température minimale . . . 70
3.4 Bilan comparatif mélasses rouges/grises . . . 70

4 Condensation de Bose-Einstein **73**
4.1 Chargement direct d'un piège dipolaire à partir d'une mélasse grise . . . 73
4.1.1 Banc optique . . . 74
4.1.2 Dynamique du chargement . . . 74
4.2 Propriétés de collisions du ^{39}K . . . 77
4.2.1 Collisions à basse énergie . . . 77
4.2.2 Minimum de Ramsauer . . . 77
4.2.3 Utilisation des résonances de Feshbach . . . 78
4.3 Tri des états de spin et transfert dans un piège confinant . . . 81
4.3.1 Tri des états de spin . . . 81

4.3.2 Transfert dans un piège confinant 82
4.4 Evaporation au voisinage d'une résonance de Feshbach 83
4.5 Un condensat de Bose Einstein avec interactions contrôlables . 85
4.5.1 Analyse des images 85
4.5.2 Calibration du nombre d'atomes via T_c 86
4.5.3 Expansion d'un condensat dans le crossover 1D à 3D . 87
4.6 Conclusion 90

5 Perspectives : Gaz de Bose désordonné en dimensions réduites 91
5.1 Solitons brillants en présence de désordre 91
5.1.1 Stabilité 92
5.1.2 Localisation d'Anderson d'un soliton ? 94
5.2 Localisation d'Anderson à deux dimensions 96
5.2.1 Rétrodiffusion cohérente 96
5.2.2 Diffusion cohérente vers l'avant 98
5.3 Conclusion 100

Conclusion 101

Annexes 105
Publications sur le ^{87}Rb 105
Publications sur le ^{39}K 117

Remerciements

Ce travail de thèse, financé par le triangle de la physique et la DGA, a été mené dans le groupe Optique Atomique du laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'optique à partir d'octobre 2011 et je tiens à remercier son directeur P. Chavel de m'y avoir accueilli.

J'ai eu la chance d'être encadré durant ces trois années par Alain Aspect et Thomas Bourdel. La capacité d'Alain à réduire les problèmes à leurs ingrédients essentiels pour les simplifier ainsi que ses nombreuses illustrations et analogies issues du domaine de l'optique sont des sources d'inspiration. Je tiens ici à le remercier chaleureusement pour ses nombreux conseils et sa bonne humeur qui ont toujours eu un impact positif quand bien même la chance nous fuyait. Thomas a encadré mon travail avec optimisme et humour. Je lui suis particulièrement reconnaissant de m'avoir fait confiance sur ce projet ambitieux. J'ai apprécié l'autonomie dont j'ai grandement bénéficié au cours de cette thèse qui m'a permis de développer mes idées. Les nombreuses discussions que nous avons eues, en plus d'être toujours très productives, sont aussi de bons indicateurs des progrès effectués : suivre la rapidité des raisonnements de Thomas est un défi quotidien ! Mon principal regret sera finalement de n'avoir pas plus souvent partagé de sorties escalade avec lui.

Je tiens aussi à remercier les membre de mon jury de thèse pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail. J'ai amplement bénéficié de la lecture attentive des deux rapporteurs Leticia Tarruell et Pascal Szriftgiser pour améliorer le manuscrit et je leur souhaite la réussite de leurs projets avec le potassium. Je remercie enfin Daniel Comparat et Franck Pereira Dos Santos pour avoir

accepté d'examiner cette thèse ainsi que pour leurs questions et remarques.

Sur l'expérience j'ai eu la joie de travailler dans un environnement particulièrement stimulant. Baptiste et Thomas se sont chargés de mon apprentissage tant sur le plan expérimental que dans les domaines musicaux et gastronomiques (chignole, magma, bière et haribos...). C'est peu dire si j'ai apprécié cette année passée en leur compagnie. Nous avons ensuite partagé avec Pengjun les tâches ingrates inhérentes au changement d'espèce atomique. Bien que la barrière de la langue se soit faite sentir je garde un très bon souvenir de notre travail commun. C'est avec Lauriane que j'ai travaillé quotidiennement durant les deux dernières années. Son enthousiasme, son humour et ses talents culinaires ont grandement contribué à la réussite de nos expériences. Steven nous a enfin rejoint pour la condensation et a bien pris en main l'expérience. Je leur souhaite de mener à bien le projet solitons dans les mois à venir.

Je remercie aussi l'ensemble des permanents du groupe optique atomique, et plus particulièrement Isabelle, Marc, David, Denis et Vincent pour leur soutien et leurs nombreux conseils. L'excellente ambiance dans le groupe leur doit beaucoup. J'ai aussi eu plaisir à discuter avec les membres du groupe optique quantique, Yvan (merci pour Oslo !), Antoine et Thierry, toujours présents à des heures tardives au labo !

Je veux aussi remercier vivement mes camarades de thèse Bess, Lynn, Kilian et Raphael sans qui ces années auraient eu une toute autre saveur. Les débats physique passionnés que nous avons pu avoir au labo ou autour d'une bière avec Raphael et Kilian reflètent bien l'importance des échanges scientifiques. Bien que leur fréquence risque de diminuer j'espère que nous en aurons encore de nombreux à l'avenir ! Merci aussi à l'équipe théorie, aux anciens, aux postdocs ainsi qu'aux plus jeunes thésards, Martin, Rémi, Vincent, Guillaume, Thibaut, Fred, Marie, Thomas, Ralf, Josselin, Valentin, Rockson, Jeremie, Almaz, Aisling, Quentin, Pierre et Vincent qui contribuent hautement à la bonne ambiance du groupe. Mes remerciements vont aussi aux services techniques, et plus particulièrement à F. Moron et A. Guilbaud pour leur aide essentielle durant ce travail. J'ai enfin eu la chance d'encadrer pendant ces trois ans les travaux dirigés de physique quantique et de physique du solide à Supélec et je tiens à remercier ici X. Quélin et Z. Toffano pour la confiance qu'il m'ont accordé.

Enfin j'aimerais terminer en remerciant mes amis, ma famille et Cléo qui m'ont rendu heureux quotidiennement.

Introduction

Simulation quantique

Dans sa célèbre allocution de 1982 R.P. Feynman imagine une machine universelle permettant de simuler la mécanique quantique [1]. Par simulateur il sous-entend un système conduisant à un résultat exact dont la complexité ne croit pas de manière exponentielle avec le nombre de particules du problème considéré. Deux solutions peuvent être envisagées pour réaliser ce programme : l'une mettant en jeu des méthodes numériques et l'autre analogique [2] dans laquelle les constituants de la machine obéissent aux lois de la mécanique quantique.

Le développement de techniques numériques puissantes (méthode de Monte-Carlo quantique par exemple) permet de résoudre certains problèmes à N-corps avec un degré de précision arbitraire. Cependant ces méthodes sont souvent limitées à des petits nombres de particules et leur complexité croit rapidement.

L'autre solution, analogique, consiste à simuler la situation physique considérée avec des constituants se comportant de manière quantique. Souvent issus du domaine de la matière condensée, les problèmes à N-corps sont naturellement étudiés dans les solides où le nuage électronique doit être traité de manière quantique. Cependant la versatilité et le contrôle sont limités : changer les conditions expérimentales nécessite de construire un autre échantillon, la présence d'un réseau cristallin et la répulsion coulombienne sont aussi inhérentes au domaine et ces systèmes ne sont pas isolés.

Le développement du refroidissement et du piégeage d'atomes neutres

par laser dans les années 90 permet d'envisager l'utilisation d'atomes pour réaliser le programme de Feynman [3]. Une des difficultés de ces expériences est d'abord d'atteindre le régime de dégénérescence quantique. La faible densité dans ces nuages doit être compensée par des températures extrêmement basses. Cet obstacle a cependant été contourné avec succès avec la première observation du phénomène de condensation de Bose Einstein en 1995 [4, 5] et la production de nuages fermioniques dégénérés [6].

L'avantage principal de ces nuages ultra-froids réside dans leur versatilité. En effet, l'habillage des atomes par des champs lasers rend possible la réalisation de presque n'importe quel type de potentiel, allant des réseaux optiques à un potentiel désordonné en passant par la création de champs de jauges artificiels [7, 8]. Ces techniques permettent aussi de changer la dimension du problème en gelant un ou plusieurs degrés de liberté du système. Un autre aspect remarquable tient à la capacité à changer les interactions entre atomes via l'utilisation de résonances de Feshbach [9]. On peut ainsi passer à souhait d'un gaz en interaction répulsive à un problème en interaction attractive en jouant sur un champ magnétique extérieur. Pour ne citer que quelques exemples, cette flexibilité a notamment permis l'observation de la transition de Mott [10], l'étude du crossover BEC-BCS [11–14], de la transition BKT [15], la mesure de l'équation d'état d'un gaz de Fermi unitaire [2,16] ou enfin l'observation de phases géométriques [17]. Enfin le développement récent de nouvelles techniques permet de contrôler et de détecter un atome unique ouvrant ainsi la voie à l'étude de phases fortement corrélées [2, 18, 19].

Transport et désordre

La théorie de Drude décrit avec succès les propriétés de transport des matériaux à haute température. Les collisions des électrons, décrits comme des billes classiques, avec les impuretés conduisent à un mouvement diffusif caractérisé par une constante de diffusion D proportionnelle à la conductivité du milieu. Si on considère la probabilité classique $P_c(0, t)$ de trouver après un temps t un électron au voisinage de sa position initiale $\mathbf{r} = \mathbf{0}$ (voir fig 1), celle-ci varie donc en dimension d comme l'inverse de la région explorée par l'électron soit [20] :

$$P_c(\mathbf{0}, t) \sim \frac{1}{(Dt)^{d/2}} \tag{1}$$

Cependant Anderson a montré en 1958 que la nature ondulatoire de la matière modifie profondément cette conclusion [21]. En effet, en considérant le problème quantique de la diffusion d'un électron dans un milieu désordonné, Abrahams, Anderson, Licciardello et Ramakrishnan ont prouvé en 1979 [22]

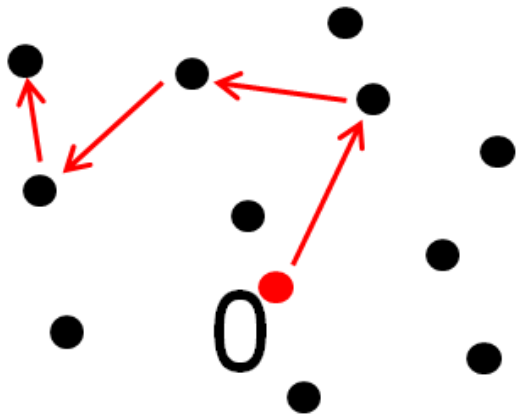


FIGURE 1 – Mouvement diffusif d'un électron classique dans un potentiel désordonné.

que la probabilité $P_q(\mathbf{0})$ de trouver l'électron au voisinage de l'origine tend vers une constante en dimension inférieure ou égale à trois à suffisamment basse énergie :

$$P_q(\mathbf{0}) \sim C \tag{2}$$

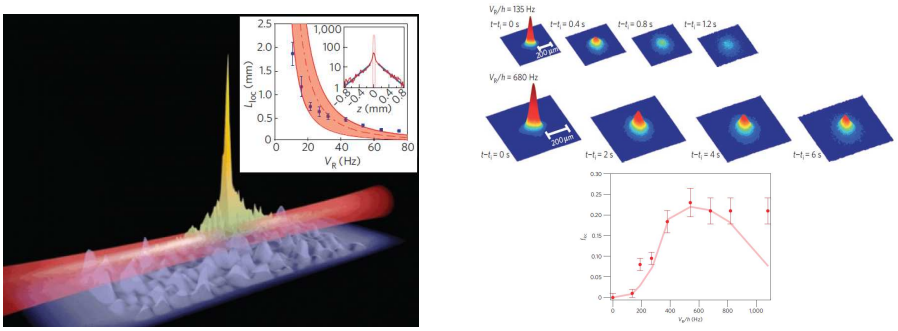
Ce résultat, radicalement différent de celui classique, implique que la constante de diffusion s'annule et que le transport est inhibé : on parle alors de *localisation d'Anderson*. C'est une manifestation spectaculaire de la nature ondulatoire de la matière. Son origine repose en effet sur des interférences qui survivent en moyenne au désordre. Ce phénomène, qui se manifeste pour n'importe quel type d'ondes, a été observé avec des ondes classiques dans le domaine micro-onde [23], des ultrasons [24] ainsi qu'avec de la lumière [25,26].

Atomes froids dans des potentiels désordonnés

L'étude des effets du désordre dans les gaz quantiques dilués a commencé il y a une dizaine d'années. La motivation initiale était l'observation du phénomène de localisation d'Anderson avec des ondes de matière. En effet, en tant que systèmes bien contrôlés et isolés, ces expériences permettent de simuler la diffusion d'un électron dans un milieu désordonné. L'avantage par rapport au domaine de la matière condensée tient au fait que l'on peut faire varier les interactions et le désordre facilement et ainsi tenter de comprendre leurs effets conjoints sur les propriétés de transport.

L'attention s'est essentiellement portée jusqu'à présent sur l'étude de la localisation d'Anderson dans des gaz en très faible interactions et a abouti à l'observation du phénomène à une dimension [27, 28] puis à trois dimensions

[29,30] dans des expériences d'expansions (voir fig 2) ainsi que dans un réseau pulsé [31–33]. Ces résultats ont motivé plus récemment l'étude des effets des



(a) (b)

FIGURE 2 – a) Expansion d'un condensat dans un piège unidimensionnel en présence d'un désordre de speckle. Le profil en insert montre clairement une décroissance exponentielle typique du régime localisé. La dépendance de la longueur de localisation avec la force du désordre est en bon accord avec la théorie. Figure extraite de [34]. b) Expansion d'un condensat dans un désordre de speckle à trois dimensions. Selon la force du désordre une partie reste immobile au temps longs : c'est la signature de la transition d'Anderson. L'accord entre expérience et théorie est bon concernant la variation de la fraction localisée en fonction de la force du désordre. Figures extraites de [30].

interactions dans ces systèmes [34–37]. En effet la physique est alors bien plus riche et complexe et l'apparition de nouvelles phases telles que le verre de Bose (isolant compressible) ont été prédites mais leur observation reste pour l'instant élusive [38–41].

Axes de recherches

Cette expérience s'inscrit dans ce contexte. En effet la thématique principale est l'étude d'un gaz de Bose bidimensionnel en présence de désordre. Ce problème est notamment pertinent pour l'étude de la supraconductivité à haute température critique pour laquelle le caractère bidimensionnel des plans cuivre/oxygène et le désordre sont essentiels pour décrire la physique de ces cuprates [42–44]. On peut distinguer deux axes de recherche sur notre expérience :

- **Physique à une particule :**
  Localisation d'Anderson à deux dimensions

- **Physique à N-corps :** Compétition entre désordre et interactions, influence du désordre sur la superfluidité.

Le ^{87}Rb ne permet malheureusement pas de faire varier facilement les interactions ce qui est primordial pour étudier ces phénomènes. Ce constat nous a donc poussé à produire un gaz de potassium 39 qui offre la possibilité de les contrôler. Ceci ouvre la voie à l'étude des effets conjoints du désordre et des interactions dans des systèmes quantiques.

Contenu du manuscrit

Ce manuscrit rapporte notre contribution expérimentale à l'atteinte de ces objectifs.

Chapitre 1 :

Ce chapitre rapporte l'étude d'un gaz de Bose bidimensionnel de ^{87}Rb désordonné. Il sert d'introduction à la physique que nous souhaitons étudier sur la nouvelle expérience mettant en jeu du ^{39}K et motive ce changement d'espèce atomique.

Chapitre 2 :

Ce chapitre est consacré à la capture et au refroidissement Doppler du ^{39}K par laser. L'architecture de l'expérience ainsi que le système laser sont présentés. Les particularités de cet alcalin dues à sa structure hyperfine étroite sont ensuite discutées. Enfin une méthode originale de compression du nuage est détaillée.

Chapitre 3 :

On rapporte le refroidissement sub-Doppler du ^{39}K. Une méthode très efficace, appelée mélasse grise, est décrite et extensivement comparée à la seule autre technique existante pour cet alcalin. Celle-ci, au contraire d'une mélasse classique, fonctionne dans le bleu d'une transition $J \rightarrow J$. Nous utilisons donc expérimentalement un laser dans le bleu de la raie D1 du ^{39}K. Ces résultats ouvrent la voie à la production optique d'un condensat de Bose Einstein de ^{39}K.

Chapitre 4 :

La première production optique d'un BEC de ^{39}K est détaillée. Le chargement direct d'un piège dipolaire à 1550 nm à partir de la mélasse est décrit. La difficulté liée au faible taux de collision en champ nul est contournée via la polarisation du gaz et son transfert vers un piège plus confinant pour initier un refroidissement évaporatif au voisinage d'une résonance de Feshbach. Enfin l'expansion d'un condensat de Bose-Einstein dans le crossover 1D-3D est étudiée en fonction des interactions.

Chapitre 5 :

On y décrit quelques perspectives à court terme sur l'expérience. L'une concerne l'étude d'un soliton brillant dans un potentiel désordonné. La seconde concerne la localisation d'Anderson à deux dimensions. La méthode pour mettre ce dernier phénomène en évidence est discutée ainsi que son protocole expérimental.

CHAPITRE 1

Etude d'un gaz ultra-froid de ^{87}Rb bidimensionnel en présence de désordre

Ce chapitre reprend les principaux résultats obtenus au début de ma thèse et qui sont discutés de manière bien plus détaillées dans les manuscrits de B. Allard [45] et T. Plisson [46]. Il traite de la physique du gaz de Bose bidimensionnel en présence d'un potentiel désordonné. Cette étude s'incrit dans le cadre de recherches visant à étudier la compétition entre le désordre et les interactions. En effet, les interactions répulsives entre atomes sont responsables d'un comportement superfluide à basse température alors que le désordre a tendance à les localiser au sens d'Anderson. Ce thème de recherche est très ouvert et nous rapportons ici les premières expériences effectuées dans ce sens avec un gaz de Rubidium 87.

1.1 Transitions de phase à deux dimensions

1.1.1 Absence d'ordre à longue portée

Dans la théorie de Landau des transitions de phases, l'apparition d'un condensat de Bose Einstein à trois dimension brise la symétrie par rotation U(1). Le paramètre d'ordre associé est la fonction d'onde du condensat. En

conséquence la fonction d'autocorrélation du champ bosonique décroit de manière exponentielle avec la distance dans la phase désordonnée (haute température) et tend vers une limite finie, la densité du condensat n_0, dans la phase ordonnée.

$$g_1(r) = \langle \psi^\dagger(r)\psi(0)\rangle \xrightarrow[r\to\infty]{} \begin{cases} n_0, & \text{si } T \leq T_C \\ 0, & \text{sinon} \end{cases} \tag{1.1}$$

En revanche Mermin, Wagner et Hohenberg [47,48] ont montré qu'une transition de phase avec brisure spontanée d'une symétrie continue est interdite en dimension inférieure ou égale à deux sous l'hypothèse d'interactions à courte portée. Ceci se comprend simplement en considérant les modes de Goldstone qui correspondent à la branche d'excitation phononique du spectre de Bogoliubov dans le contexte des atomes froids. En effet la brisure d'une symétrie continue entraine d'après le théorème de Goldstone l'existence d'une branche d'excitation passant par l'énergie nulle. L'importance de ces fluctuations de grandes longueurs d'onde est réduite en dimension d élevée en raison de la dépendance en $k^{d-1}\mathrm{d}k$ du volume de l'espace des phases associé [49]. Si ces modes empêchent toute limite finie de la fonction d'autocorrélation du champ quand la distance tend vers l'infini en dimension 2, celle-ci passe tout de même d'une décroissance exponentielle dans la phase haute température à une décroissance algébrique à basse température : on parle alors de quasi ordre à longue portée.

$$g_1(r) \sim \begin{cases} r^{-\eta(T)}, & \text{si } T \leq T_{BKT} \\ e^{-\frac{r}{l}}, & \text{sinon} \end{cases} \tag{1.2}$$

La transition de phase associée a été décrite avec succès par la théorie dite "BKT" de Berezinskii, Kosterlitz et Thouless [50, 51] qui mirent en avant son mécanisme microscopique. Cette transition est gouvernée par le comportement des défauts topologiques (vortex à deux dimensions) qui s'apparient sous T_{BKT} pour permettre un quasi ordre à longue portée.

1.1.2 Hamiltonien élastique

Le modèle le plus simple décrivant cette transition de phase est le modèle XY de spins classiques sur réseaux à deux dimensions. L'orientation du spin i est décrite par l'angle θ_i et peut prendre n'importe quelle valeur sur l'intervalle [0,2π[. Le couplage d'un spin avec ses plus proches voisins est décrit par la rigidité J et est ferromagnétique : J $>$ 0. Le hamiltonien décrivant

l'interaction des spins avec leurs plus proches voisins, qui dépend de leur orientation relative, s'écrit donc [49] :

$$H_{XY} = -J \sum_{\langle i,j \rangle} cos(\theta_i - \theta_j) \tag{1.3}$$

A basse température les spins ont tendance à s'orienter dans la même direction pour minimiser cette énergie. On peut donc effectuer un développement au premier ordre du cosinus et prendre la limite continue pour obtenir le hamiltonien élastique suivant :

$$H_{el} = \frac{J}{2} \int d^2r \, (\nabla\theta)^2 \tag{1.4}$$

Ce modèle, qui ne décrit que des fluctuations de phases, est à la base de la théorie BKT. Or, à basse température pour des bosons en interaction répulsive, une analyse de Bogoliubov appliquée aux quasi condensats montre que les fluctuations de densité sont fortement réduites par rapport aux fluctuations de phase [52]. En négligeant la contribution des fluctuations de densité à l'énergie du système [53] seules subistent les fluctuations de phase qui sont décrites par un hamiltonien formellement équivalent au hamiltonien élastique. On en déduit donc que le gaz de Bose homogène bidimensionnel présente une transition de phase de type BKT vers un état superfluide à basse température. Celle-ci, d'abord étudiée avec l'helium superfluide dans le domaine de la matière condensée [54], a été observée avec un nuage ultrafroid en 2006 [15] et fait l'objet de recherches intensives depuis [55–62].

1.1.3 Phénoménologie de la transition BKT

Un vortex est une singularité de phase. En effet, l'angle décrivant l'orientation d'un spin est défini à un multiple de 2π près, on peut donc trouver des configurations où la phase le long d'un chemin fermé tourne d'un angle $2\pi n$, où n est la charge du vortex.

$$\oint \nabla\theta \cdot d\mathbf{l} = 2\pi n \tag{1.5}$$

Pour un vortex de charge n, on a donc :

$$\nabla\theta = \frac{n}{r}\mathbf{e}_\theta \tag{1.6}$$

Cette configuration est bien distincte d'une sans vortex car on ne peut pas déformer continûment l'une vers l'autre. Pour comprendre la physique de la

transition [63], considérons l'énergie libre associée à une configuration contenant un défaut topologique. Le côut énergétique d'un vortex se divise en une partie liée au coeur de rayon a proportionnelle à sa surface (zéro de densité dans le cas des atomes froids) et une contribution cinétique liée aux distortions de la phase :

$$\begin{aligned} E &= E_{coeur} + E_{cin} \\ &= \rho_c \pi a^2 + \frac{J}{2}\int_a d^2r(\nabla\theta)^2 \\ &= \rho_c \pi a^2 + \pi J n^2 \ln\left(\frac{L}{a}\right) \end{aligned} \tag{1.7}$$

où ρ_c se détermine en minimisant cette énergie par rapport à a [49]. Ceci conduit à $\rho_c = Jn^2/(2a^2)$. Par ailleurs l'entropie associée à une configuration à un vortex est :

$$S = k_B \ln\left(\frac{L^2}{a^2}\right) = 2k_B \ln\left(\frac{L}{a}\right) \tag{1.8}$$

L'énergie libre s'écrit enfin :

$$F = E - TS = \frac{\pi J n^2}{2} + (\pi J n^2 - 2k_B T)\ln\left(\frac{L}{a}\right) \tag{1.9}$$

L'énergie et l'entropie divergent toutes les deux avec la taille L du système mais il existe une température critique à partir de laquelle la prolifération de vortex est favorisée. Cependant des vortex peuvent aussi être présents sous cette température. En effet il suffit qu'ils apparaissent par paires de vorticités opposées. Ceci se comprend facilement en remarquant que le champ de vitesse créé à grande distance $|\mathbf{r}|$ par une paire de vortex séparés d'une distance $|\mathbf{d}|$ ($|\mathbf{r}| \gg |\mathbf{d}|$) varie selon $\nabla\theta \sim d/r^2$. Ces paires ont une contribution finie à l'énergie du système et suivent donc une statistique de Boltzmann sous cette température critique. La phase ordonnée est donc un gaz de paires de vortex fortement liées (voir figure 1.1). La transition BKT correspond alors à la dissociation de ces paires à la température critique.

1.1.4 Effets du désordre

Nous avons vu qu'un gaz de bosons bidimensionnel,en interaction répulsive et non désordonné, transite vers un état superfluide (de "résistance" ou viscosité nulle) sous T_{BKT}. La limite opposée d'un gaz désordonné sans interactions a été étudiée par Anderson qui a prédit un comportement au contraire isolant en dimension inférieure à trois (fig 1.2). Qu'en est-il pour un système avec interactions en présence de désordre ?

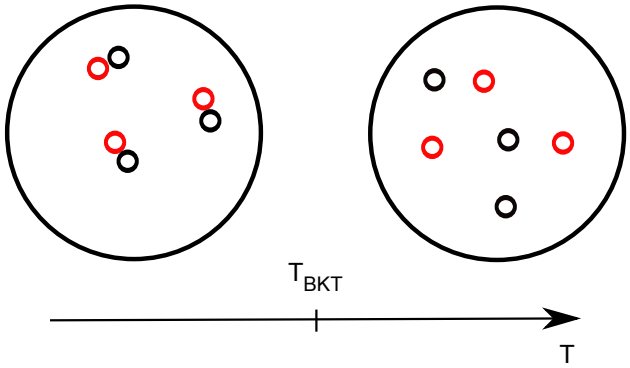


FIGURE 1.1 – Principe de la transition. Les vortex de vorticités opposées (rouge et noirs ici) associés par paires sous la température critique se dissocient au dessus pour détruire le quasi ordre à longue portée.

Une transition de phase quantique entre un superfluide et un isolant (SIT) a été observée dans des films minces en fonction de la concentration en impuretés [64] (voir fig 1.3). En revanche sa nature et son mécanisme restent débattus. Deux scénarios ont été mis en avant pour expliquer cette transition. Dans le premier, dit fermionique, les paires de Cooper sont brisées à la transition vers l'état isolant et chaque électron localise au sens de Anderson. Cependant un autre scénario, appelé bosonique, est possible : la localisation des paires de Cooper sans dissociation prélable. Des résultats récents [65, 66] semblent favoriser ce dernier scénario et motivent l'etude du gaz de Bose bidimensionnel en présence de désordre.

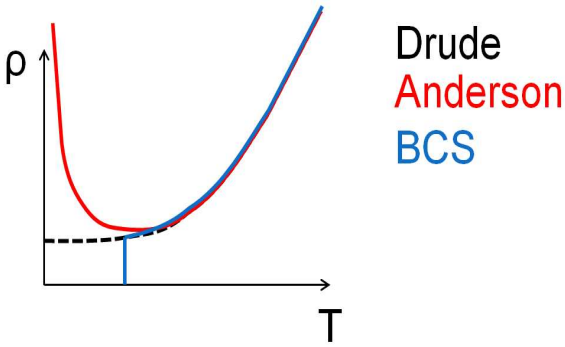


FIGURE 1.2 – Comportement de la résistivité d'un matériaux bidimensionnel à basse température prédit par la théorie de Drude (en noir), par Anderson pour un système sans interactions (en rouge) et par la théorie BCS en l'absence de désordre (en bleu).

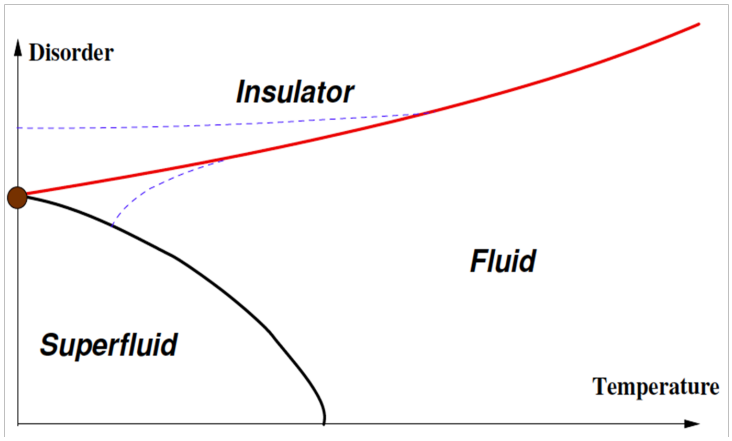


FIGURE 1.3 – Diagramme de phase schématique d'un gaz de Bose bidimensionnel en présence de désordre. Figure extraite de [67].

Dans notre expérience nous nous sommes intéressés à l'influence du désordre au voisinage de la transition BKT. Il est naturel de se demander dans un premier temps si la classe d'universalité reste celle de la transition BKT. Une approche naïve pour obtenir une réponse consiste à supposer que l'ajout du désordre dans un gaz de bosons va créer des îlots de forte densité couplés aléatoirement. Un hamiltonien pour décrire le système serait alors de la forme :

$$H_{rb} = -\int d^2r\, J(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\cos(\theta(\mathbf{r})-\theta(\mathbf{r}')) \tag{1.10}$$

où J représente un couplage aléatoire entre îlots. Le critère de Harris [68] indique qu'un faible désordre à courte portée n'est pas pertinent si $d\nu > 2$, où ν est l'exposant critique de la longueur de corrélation du système non désordonné et d est la dimension. Pour la transition BKT la longueur de corrélation diverge plus rapidement que n'importe quelle puissance de $|T - T_{BKT}|$. Ceci implique que le désordre ne modifie pas la nature de la transition qui conserve une décroissance algébrique de la fonction de corrélation avec la distance sous la température critique. Une étude Monte-Carlo récente du gaz de Bose bidimensionnel désordonné a rigoureusement montré que la classe d'universalité de la transition superfluide dans un désordre de speckle reste du type BKT [69] au moins jusqu'à une amplitude du désordre de l'ordre du potentiel chimique. En revanche la température critique pour la transition est évidement dépendante de l'amplitude du désordre ce qui soulève la question du mécanisme microscopique associé et notamment de l'influence du désordre sur les vortex.

1.2 Dispositif expérimental

1.2.1 Refroidissement tout optique du ^{87}Rb

Nous rappelons brièvement les étapes clés de production du nuage d'atomes froids. Le détail de l'expérience est rapporté par exemple dans la thèse de J.P Brantut [70]. Le dispositif expérimental est composé de deux enceintes à vide. La première sert à capturer les atomes avec un piège magnéto-optique (MOT) 2D pour créer un faisceau collimaté d'atomes qui chargent un MOT 3D dans la chambre de science où règne un vide poussé (environ 10^{-10} mbar). Après une étape de mélasses optique les atomes sont directement chargés dans un piège dipolaire croisé. Celui-ci est réalisé à partir d'un laser fibré IPG de 50 W à 1565 nm. Une évaporation forcée de quelques secondes permet ensuite d'atteindre la dégénérescence quantique [71]. En pratique nous chargeons le piège dipolaire bidimensionnel avant d'atteindre la condensation de Bose Einstein dans ce piège croisé [45, 46].

1.2.2 Piège 2D

Le piège pour confiner les atomes à deux dimensions est réalisé à l'aide d'une lame de phase $0/\pi$. Le déphasage de π entre la partie inférieure et supérieure du faisceau crée un profil du type TEM_{01} (fig 1.4). La longueur d'onde utilisée est 767 nm ce qui conduit un potentiel répulsif pour les atomes qui sont confinés entre les deux nappes de lumière (fig 1.4). Pour que le système ait un caractère bidimensionnel il faut que $\mu \ll \hbar\omega_z$ et $k_B T \ll \hbar\omega_z$. La fréquence verticale mesurée par chauffage paramétrique est $\omega_z = 2\pi \times$

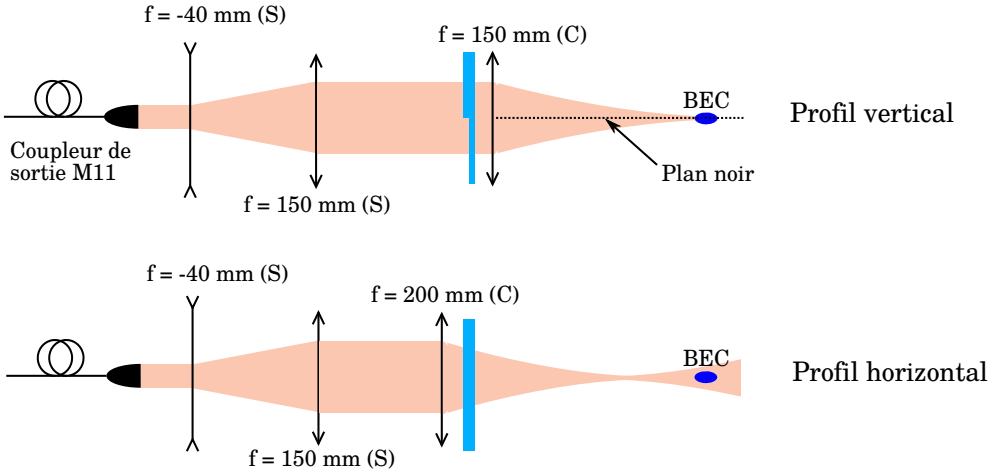


FIGURE 1.4 – Piège 2D à 767nm.

1400 Hz. Le confinement dans le plan est réalisé avec un laser à 1565 nm de grand waist ($\sim 150\,\mu$m) qui produit des fréquences de 8 et 15 Hz (figure 1.5). Ceci conduit à $\mu < k_B T/2$ et $k_B T = 0.9\,\hbar\omega_z$.

1.2.3 Potentiel désordonné

Pour réaliser le désordre nous utilisons un speckle. Un laser Coherent de 18 W à 532 nm éclaire une lame diffusante (Silios). Le champ électrique total est la somme de champs dont l'amplitude et la phase sont aléatoires ce qui conduit à une intensité, donc un potentiel dipolaire, aléatoire sur les atomes. On montre [72] que la distribution d'amplitude du désordre suit une loi exponentielle de moyenne et écart type V_R :

$$p(V) = \frac{1}{V_R} e^{\frac{V}{V_R}} \tag{1.11}$$

La taille typique des "grains" de désordre est donnée par la décroissance de la fonction d'autocorrélation du potentiel avec la distance qui ne dépend que de l'ouverture numérique et de la longueur d'onde utilisée. En pratique le désordre est anisotrope en raison d'un angle d'incidence de 30 degrés (voir fig 1.5). Cela conduit à des tailles gaussiennes transverses et longitudinales de 0.5 et 1 microns respectivement. En pratique nous pouvons faire varier l'amplitude du potentiel de désordre jusqu'à $k_B \times 70$ nK.

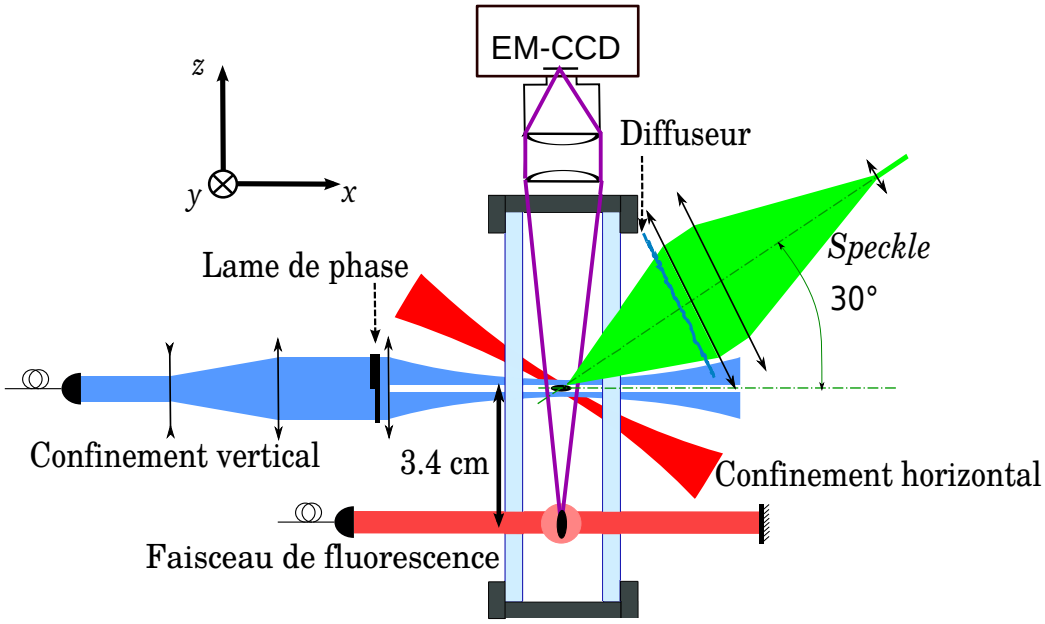


FIGURE 1.5 – Schéma de principe de l'expérience.

1.2.4 Imagerie

Pour accéder à la distribution en impulsion du nuage nous utilisons une imagerie par fluorescence. Les atomes tombent pendant 83.5 ms avant de croiser un faisceau rétroréfléchit à la fréquence de la mélasse. La lumière diffusée par les atomes est alors collectée par une caméra amplifiée EM-CCD Andor IXON. La taille du pixel a été estimée à 11.8 microns (à 3% près). La résolution en impulsion correspondante est estimée à 0.2 μm^{-1}.

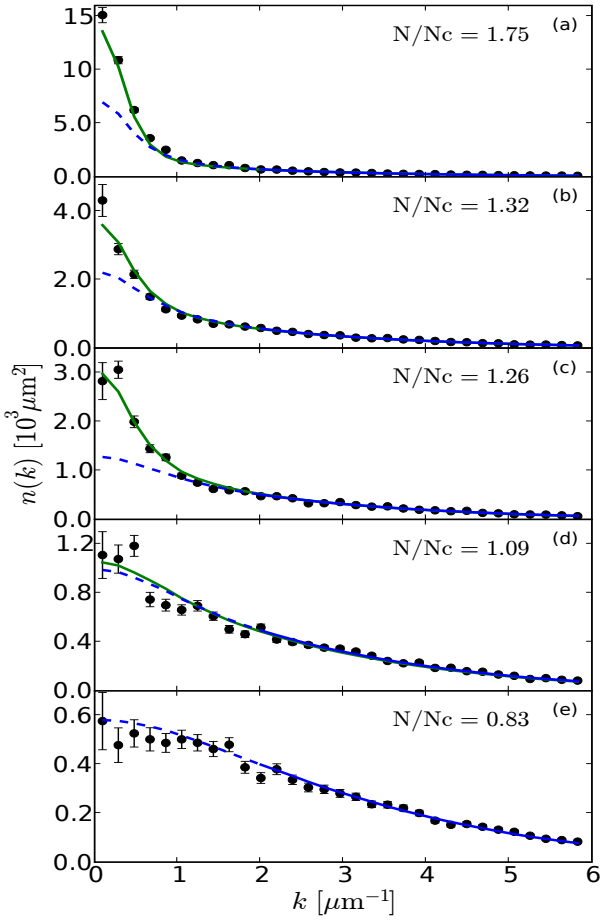


FIGURE 1.6 – Distributions en impulsion pour divers degrés de dégénérescence du nuage. Nc représente le nombre d'atomes critique pour la condensation 3D dans ce piège anisotrope. La courbe en trait plein est le résultat des calculs Monte-Carlo et celle en bleu représente la prédiction du modèle de champ moyen.

1.3 Transition superfluide et thermométrie

Nous avons dans un premier temps étudié les distributions en impulsion du gaz au voisinage de la transition BKT. En changeant le nombre d'atomes en début d'évaporation nous sommes en mesure de faire varier la dégénérescence finale du nuage sans en modifier la température. Expérimentalement le nombre d'atomes est varié entre 20×10^3 et 70×10^3. Dans une boite, la distribution en impulsion est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation du champ (théorème de Wiener-Khintchine) donc plus la longueur de cohérence du gaz est élevée plus cette distribution est piquée. C'est bien ce qu'on observe sur la figure 1.6 où les profils sont plus étroits lorsque la dégénérescence augmente. Pour déterminer la température et le potentiel chimique nous ajustons ces profils par un modèle de champ moyen [45, 46]. Ce dernier ne capture pas la physique de la transition BKT et n'est valide que sur les ailes de la distribution en impulsion (tirets bleus sur la figure 1.6). Par ailleurs nous avons comparé ces profils à des simulations Monte Carlo réalisées par Markus Holzmann qui ajustent bien nos résultats expérimentaux. Cela nous permet d'être confiants dans la détermination de la température via notre modèle et aussi de connaitre avec précision le nombre d'atomes. La précision sur la détermination de la température est ainsi estimée à 1 nK.

1.4 Transition BKT en présence de désordre

Nous avons ensuite cherché à observer un effet du désordre sur la distribution en impulsion. Le protocole expérimental consiste à préparer des gaz bidimensionnels non désordonnés à différents degrés de dégénérescence puis à ajouter du désordre lentement en 250 ms. Après une tenue à désordre constant de 250 ms la distribution en impulsion est obtenue après temps de vol. Expérimentalement les distributions en impulsion présentant une symétrie de révolution nous avons effectué une moyenne azimutale des images pour obtenir les profils de la figure 1.7. On remarque qu'en dessous du nombre critique pour passer la transition BKT l'ajout du désordre n'a que peu d'influence pour les amplitudes accessibles expérimentalement. En revanche les profils désordonnés sont beaucoup moins piqués lorsque le nuage initial est fortement dégénéré. Pour quantifier le degré de cohérence du gaz nous avons décidé d'utiliser comme observable la valeur pic rapportée au nombre d'atomes total. Cette grandeur représente la fraction d'atomes cohérents sur une taille supérieure à l'inverse de la résolution, soit plus de 5 microns. L'avantage est qu'elle ne dépend d'aucun modèle et ne souffre pas de saturation au contraire de la largeur de la distribution limitée par la résolution de notre

imagerie [45, 46].

Nous avons observé un chauffage lorsqu'on ajoute le speckle. En l'absence de modèle avec désordre, il est difficile de le quantifier précisément car on ne peut pas déterminer la température du nuage. Cependant nous avons remarqué expérimentalement que l'allumage du désordre se fait de manière adiabatique. En effet en rampant l'amplitude du désordre de 0 jusqu'à sa

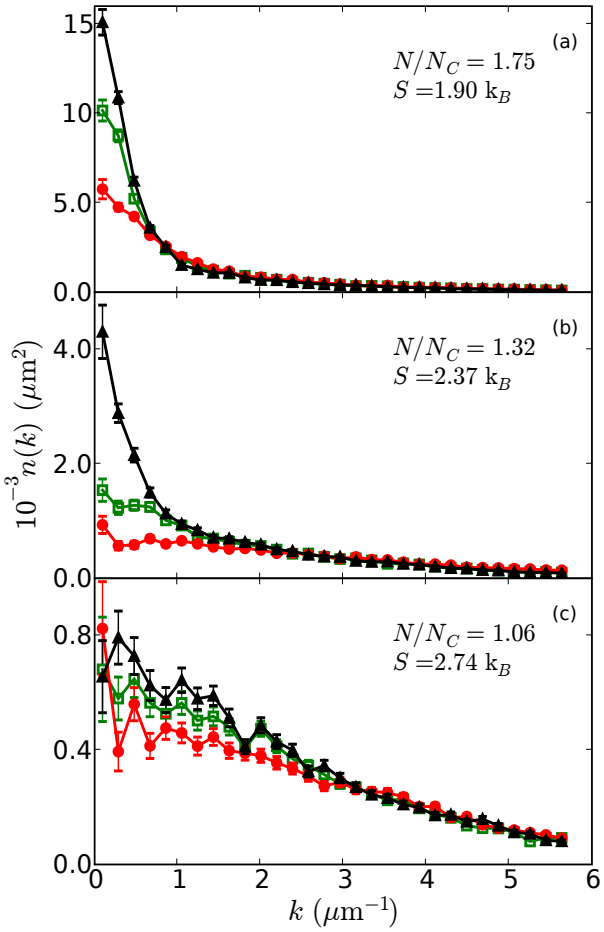


FIGURE 1.7 – Distributions en k obtenues après moyenne azimutale des profils pour différentes valeurs de désordre et différents degrés de dégénerescence. a) $N = 5.6 \times 10^4$, b) $N = 3.8 \times 10^4$ et c) $N = 2.9 \times 10^4$. Pour chaque dégénerescence du nuage on rapporte les profils non désordonnés en noir, pour $V_R = 0.4 \times k_B T$ en vert et enfin ceux associés à $V_R = k_B T$ en rouge. N_C représente le nombre d'atomes critique à la condensation dans le piège 3D.

valeur maximale puis en la baissant à nouveau avec une rampe de même durée nous trouvons à l'aide de notre modèle de champ moyen valide sans

désordre la même température que celle initiale et le même nombre d'atomes aux incertitudes de mesure près. Ceci nous permet d'affirmer que les profils désordonnés ont la même entropie que ceux non désordonnés. Si l'entropie d'un gaz de Bose bidimensionnel peut être obtenue expérimentalement à partir du profil de densité du gaz in situ [59, 73], nous n'avons pas la résolution suffisante pour appliquer ces techniques sur l'expérience. En revanche nous pouvons tout de même déterminer celle-ci en prenant les valeurs obtenues par les simulations Monte Carlo associées aux profils. Nous sommes donc en mesure d'étudier la cohérence du gaz en fonction de l'entropie du nuage [74]. On observe sur la figure 1.8 que, à entropie fixée, le désordre diminue la co-

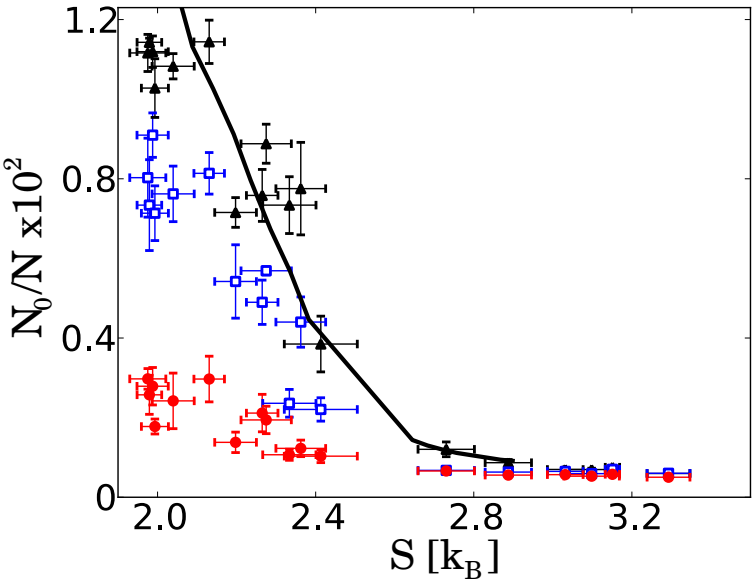


FIGURE 1.8 – Fraction d'atomes dans le pic central en fonction de l'entropie par particule pour différents désordre. Les points noirs correspondent au gaz non désordonné, les points bleus à un désordre d'amplitude $0.4\times k_B T$ et les points rouges à un désordre maximal d'amplitude $k_B T$. La courbe en trait plein correspond à la prédiction Monte-Carlo pour un nuage sans désordre.

hérence du gaz. Son influence n'est que peu marquée pour une amplitude de $0.4\times k_B T$ qui conduit a un léger décalage de l'augmentation de la cohérence du gaz vers les faibles entropies. En revanche, pour une amplitude de l'ordre de la température du gaz, l'effet est plus spectaculaire. En effet, pour cette valeur de désordre, l'augmentation de la cohérence du gaz est bien plus douce que dans le cas non désordonné. Par ailleurs la valeur maximale de N_0/N que nous avons pu atteindre en désordre fort est inférieure à la valeur

correspondant à la transition superfluide dans le cas non désordonné. Malheureusement notre nombre d'atomes ne nous permet pas d'aller vers de plus basses entropies pour voir si la cohérence fini par augmenter fortement.

Pour cette force de désordre on peut se demander si une transition vers un état superfluide a encore lieu. La lente augmentation observée de la cohérence semble plutôt indiquer un comportement isolant. En effet une phase de type verre de Bose est attendue à température nulle [75]. Une étude Monte Carlo récente pour nos paramètres expérimentaux indique en fait que pour une amplitude de désordre $V_R \sim k_B \times 250\,\mathrm{nK}$ il n'y a plus de transition vers un état superfluide à température non nulle [76]. Une extension naturelle de ces travaux serait donc de dresser le diagramme de phase dans le plan (V_R,S) ce qui demande seulement d'augmenter le nombre d'atomes pour étudier des gaz plus dégénérés.

Il serait intéressant de poursuivre ces recherches en étudiant plus finement le comportement de la cohérence en fonction du désordre. Un challenge expérimental serait de pouvoir résoudre la distribution en impulsion de la partie superfluide. Celle-ci n'a jamais été observée en temps de vol car la durée requise de chute libre serait trop longue [53]. En revanche, avec des interactions contrôlables (par exemple avec du potassium 39), on peut envisager un système de lévitation optique où les interactions seraient coupées et le gaz serait libre de s'étendre sur une nappe de lumière décalée vers bleu de la transition. On réalise ainsi un temps de vol 2D qui permettrait d'accéder à la distribution en impulsion du superfluide. Cette perspective, déjà intéressante dans le cas non désordonné, permettrait aussi d'étudier une cohérence à plus longue portée (supérieure à 5 microns) du gaz en présence de désordre. Il y a enfin deux échelles de longueur caractéristiques dans ce problème : la corrélation du désordre σ et la longueur de cicatrisation ξ (ou "healing length") qui caractérise les interactions. Le contrôle de celles-ci permettrait donc d'étudier les différents régimes $\sigma > \xi$ et $\sigma < \xi$.

1.5 Vers la localisation d'Anderson à deux dimensions

Une autre thématique abordée sur notre expérience est la localisation d'Anderson. Anderson a en effet prédit un comportement isolant à basse température en présence de désordre. Ce phénomène étant dû à des interférences, intuitivement leur contribution au mouvement diffusif est primordiale lorsque la longueur d'onde de la particule est de l'ordre du libre parcours moyen : $kl_B \sim 1$ (critère de Ioffe-Regel à 3D). Plus précisément c'est bien ce produit

kl_B qui gouverne la longueur sur laquelle les particules sont localisées en dimensions 1 et 2 et le seuil de mobilité à 3D. Déjà observé à une dimension et trois dimensions avec des atomes froids [27, 30], il n'a pas encore été étudié en dimension deux dans ces systèmes. Une des difficultés tient à la variation rapide de la longueur de localisation avec le produit kl_B [77] : il faut avoir un nuage avec une très faible dispersion en vitesse pour espérer observer ce phénomène. Nous avons donc mis en oeuvre une méthode de "delta-kick cooling" pour refroidir au maximum le nuage [78].

1.5.1 Localisation faible

Pour comprendre le phénomène de localisation on peut s'intéresser à la correction à la conductivité au premier ordre en $1/(kl_B)$, appelée localisation faible. Dans la formulation de Feynman de la mécanique quantique, l'amplitude de probabilité de passer dans un temps t de **r** à **r'**, notée G(**r**,**r'**,t) s'écrit comme une intégrale sur toutes les trajectoires possibles :

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t) = \langle \mathbf{r}' | e^{\frac{-iHt}{\hbar}} | \mathbf{r} \rangle \propto \int_{\substack{\mathbf{r}(0)=\mathbf{r} \\ \mathbf{r}(t)=\mathbf{r}'}} D[\mathbf{r}(\tau)] \exp\left(\frac{i}{\hbar} S[\mathbf{r}]\right) \tag{1.12}$$

où $S[\mathbf{r}]$ est l'action associée à la trajectoire $\mathbf{r}(\tau)$. La probabilité associée est

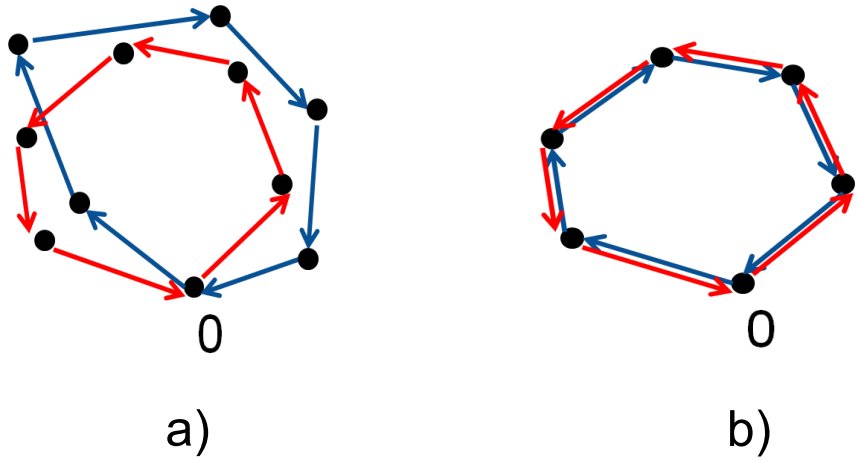


FIGURE 1.9 – Différentes trajectoires possibles pour retourner à l'origine. La contribution à $P(0, 0, t)$ d'une interférence du type a) est nulle. En revanche l'interférence entre deux chemins retraçants du type b) augmente la probabilité de retour à l'origine. Cette dernière, d'origine quantique, s'appelle cooperon.

donc :

$$P(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t) = \overline{|G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t)|^2} \tag{1.13}$$

où la notation $\overline{f}$ représente la moyenne de f sur le désordre.

Considérons le mouvement d'une particule dans un potentiel désordonné et le cas $\mathbf{r} = \mathbf{r}'$. On a représenté plusieurs types de séquences de diffusion qui apparaissent dans le calcul de $P(0, 0, t)$ sur la figure 1.9. Si les séquences sont différentes, la moyenne sur le désordre détruit leurs contributions. Seuls les chemins partageant la même séquence de diffusion survivent à la moyenne sur le désordre et ont une contribution importante à la probabilité de retour. En plus de la contribution classique à cette probabilité il faut considérer ceux du type b) sur la figure 1.9. Ces chemins retraçants interfèrent constructivement pour doubler la probabilité de retour par rapport à la prédiction classique dans un système où la symétrie par renversement du temps est préservée [79]. Il est alors évident que ces interférences ralentissent la diffusion de la particule d'un bout à l'autre d'un échantillon et sont donc responsables d'une augmentation de sa résistivité à basse température dans le cas d'un électron. Une manifestation de ces effets cohérents a été observé dans un système d'atomes froids quasi-2D dans la distribution en impulsion [80]. En effet, les effets d'interférences vont multiplier par deux la probabilité pour une particule d'être rétrodiffusée, on parle alors de rétrodiffusion cohérente [79].

Ce modèle de boucles nous permet aussi de comprendre pourquoi la dimension joue un rôle important. En effet ces boucles sont bien plus probable en basse dimension alors qu'à 3D le mouvement brownien n'est pas récurrent. Anderson a en fait montré qu'il y a une transition de phase à 3D alors qu'en dimension inférieure tous les états sont localisés dans un système infini. La dimension deux est donc la dimension critique pour ce phénomène.

1.5.2 Vers la localisation forte

A deux dimensions, dans un système infini sans interactions, la théorie d'échelle développée par Abrahams, Anderson, Licciardello et Ramakrishnan prédit que tous les états sont localisés sur une taille L_{loc}, donc que le système est isolant [22]. Or la dépendance de la longueur de localisation varie de manière exponentielle avec le produit kl_B pour un désordre faible [77] :

$$L_{loc} \simeq l_B \exp\left(\frac{\pi}{2} k l_B\right) \tag{1.14}$$

Pour un système de taille finie celle-ci excède rapidement la taille du système et ce dernier est conducteur. Par ailleurs le libre parcours moyen l_B est une fonction rapidement croissante du produit $k\sigma$ [81]. Si on veut observer ce

phénomène il faut donc travailler à des énergies très basses pour atteindre le régime $k\sigma \lesssim 1$ (voir figure 1.10).

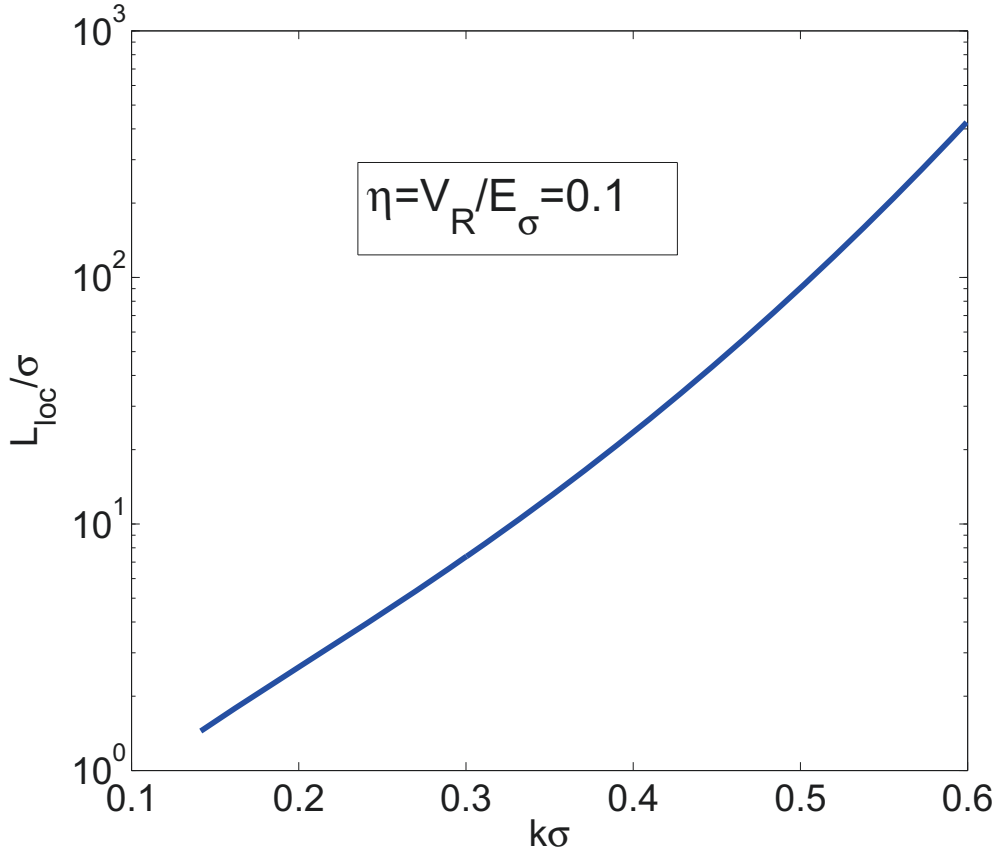


FIGURE 1.10 – Variation de la longueur de localisation calculée en désordre faible d'après [81] en fonction du produit $k\sigma$. L'amplitude du désordre est donnée par $\eta = V_R/E_\sigma = 0.1$ où $E_\sigma = \hbar^2/(m\sigma^2)$.

Un des problèmes à 2D est qu'il est difficile d'obtenir une faible dispersion en vitesse. S'il est aisé d'obtenir un nuage très froid par décompression adiabatique à trois dimensions, cette technique a une efficacité limitée en dimension réduite. En effet, dans nos expériences nous avons typiquement un facteur 100 entre les fréquences dans le plan et la fréquence perpendiculaire qui elle est de l'ordre du kHz. Ne pouvant décomprimer que dans le plan où les fréquences sont de l'ordre du Hz le suivi adiabatique demanderait un temps trop long devant la durée de vie des atomes dans le piège qui est de quelques secondes.

Nous avons donc mis en oeuvre une technique de refroidissement dite de "delta-kick cooling" [78]. Celle-ci repose sur le fait que lors d'une expansion libre dans le plan, les atomes les plus énergétiques partiront les plus loin de leur position initiale. Si on applique une force de rappel proportionnelle à la distance, donc à leur vitesse, pendant un temps court on peut espérer arrêter ces atomes. En allumant un piège harmonique pendant une durée τ_p on applique effectivement une force proportionnelle à la vitesse si la taille initiale est négligeable. On peut ainsi quasiment arrêter les atomes. Pour un nuage initial ponctuel il faut choisir la fréquence du piège ω de sorte que :

$$\omega^2 \tau_p T_{exp} = 1 \tag{1.15}$$

dans le cas où $\omega\tau_p \ll 1$. C'est ce qui est fait expérimentalement : on laisse le nuage s'étendre dans le plan pendant un temps T_{exp} puis un piège optique de plus haute fréquence que celui initial est rallumé pendant une durée τ_p. En pratique on part d'un piège bidimensionnel avec un confinement initial dans le plan de ω_0=$2\pi\times7$ Hz que l'on coupe durant $T_{exp} = 40\,\mathrm{ms}$ avant de le rallumer brièvement pendant $\tau_p = 650\,\mu\mathrm{s}$ avec une constante de rappel $\omega = 2\pi \times 30.8\,\mathrm{Hz}$. Ce protocole nous a permis d'atteindre une dispersion en vitesse très faible conduisant à $\Delta k\,\sigma \sim 0.4$ où Δk est la dispersion en vecteur d'onde et σ la longueur de corrélation du speckle selon l'axe court. D'après la figure 1.10 on pourrait espérer observer, dans le cas de grains de speckle isotropes, la localisation d'environ 50% des atomes sur des longueurs inférieures à la cinquantaine de microns.

Par ailleurs cette technique nous permet de nous affranchir en partie de l'énergie d'interaction qui est convertie en énergie cinétique sur un temps de l'ordre de l'inverse des fréquences du piège dans le plan, c'est à dire environ 100 ms. Si le temps d'expansion est supérieur on peut espérer obtenir un nuage ayant une énergie d'interaction très faible. Enfin, plus le temps d'expansion T_{exp} sera long, plus la taille initiale sera négligeable et l'efficacité du processus grand. Cependant, dans la réalité l'approximation harmonique pour un piège optique n'est valide que sur une certaine échelle de longueur R. De surcroit, même dans l'hypothèse ou la taille du nuage vérifierait toujours $\delta x \ll R$, il faut que la durée de vie des atomes dans le piège et la diffusion de photons soient négligeables ce qui donne une limite supérieure à ce temps.

Une autre méthode pour obtenir une très faible dispersion en impulsion serait d'avoir un contrôle sur les interactions via des résonances de Feshbach. En effet, il est alors possible de produire des condensats quasiment sans interactions. Ceux-ci saturent l'inégalité de Heisenberg et conduisent, pour un piégeage isotrope dans le plan de $\omega = 2\pi \times 7$ Hz à $\Delta k\,\sigma \sim 0.09$. Cette situation serait bien plus favorable d'après la figure 1.10 car elle mène à

des longueurs de localisation beaucoup plus faibles. Elle aurait par ailleurs l'avantage de ne pas diluer le nuage. Si besoin on pourrait ensuite réduire encore Δk en utilisant cette méthode de "delta kick cooling". Il est cependant bien connu qu'il n'est pas facile de modifier les interactions avec le ^{87}Rb.

1.5.3 Transition vers le potassium

Malheureusement le laser de 50 W à 1565 nm de notre piège dipolaire croisé nous a laché alors que nous cherchions des signatures d'effets cohérents en présence de désordre à deux dimensions. Le délai de remplacement d'environ 6 mois a achevé de nous convaincre de changer d'espèce atomique. Nous avons choisi le potassium 39 en raison de ses larges résonances de Feshbach à relativement bas champ magnétique et de ses transitions optiques proches de celles du Rubidium ($\sim$767 nm au lieu de 780 nm) permettant d'utiliser les mêmes lasers. Par ailleurs, une équipe venait de réussir à refroidir cet isotope bosonique du potassium à des températures sub-Doppler encourageantes dans une mélasse rouge [82]. Un refroidissement tout optique jusqu'à la condensation de Bose Einstein semblait donc envisagable. L'utilisation de cet alcalin ouvre la perspective de faire varier à la fois le désordre et les interactions ce qui n'était pas simple avec le Rubidium 87. Avec un gaz à interactions variables on pourra s'affranchir de celles-ci pour étudier la physique à une particule ou bien en ajouter de manière contrôlée pour étudier l'influence du désordre sur la superfluidité. Toute la suite du manuscrit est consacrée à l'expérience avec le ^{39}K.

CHAPITRE 2

Refroidissement Doppler du ^{39}K

Le refroidissement Doppler constitue généralement la première étape d'une expérience d'atomes froids [3]. Il tire parti du déséquilibre entre les forces radiatives exercées par les différentes ondes lumineuses dû à l'effet Doppler. En présence d'un champ magnétique quadrupolaire ce déséquilibre dépend aussi de la position en raison de l'effet Zeeman ce qui permet de piéger les atomes : c'est le piège magnéto-optique appelé par la suite MOT [83].

Nous décrivons dans un premier temps l'ensemble du système expérimental servant à la capture et au refroidissement optique du ^{39}K. La structure du ^{39}K est ensuite décrite ainsi que le système laser pour le refroidissement Doppler. Les caractéristiques et performances des pièges magnéto-optiques sont enfin présentées ainsi qu'une étape de compression originale du nuage préalable au refroidissement sub-Doppler.

2.1 Système expérimental

Nous survolons ici l'architecture générale de l'expérience qui est similaire à celle utilisée avec le Rubidium. Pour plus d'informations on pourra se reporter aux thèses de G. Varoquaux ou J.F Clément par exemple [84, 85].

2.1.1 Source

Le système expérimental est composé de deux enceintes à vide. Une ampoule contenant 1 g de potassium solide a été brisée dans un compartiment connecté à une première chambre (chambre dénotée PMO 2D sur la figure 2.1). En raison de la faible pression de vapeur saturante du ^{39}K à l'ambiante la partie source est chauffée à 150°C pour permettre la migration du potassium vers l'enceinte. Cette dernière est maintenue constamment à une température avoisinant les 50°C conduisant à une pression partielle en ^{39}K de 2×10^{-8} mbar mesurée par absorption. Le signal est faible et nécessite de faire la différence avec un faisceau de référence pour réduire le bruit. Cette enceinte est reliée à la chambre de science par un tube de 2 mm de diamètre induisant un pompage différentiel de 10^{-3} entre les chambres.

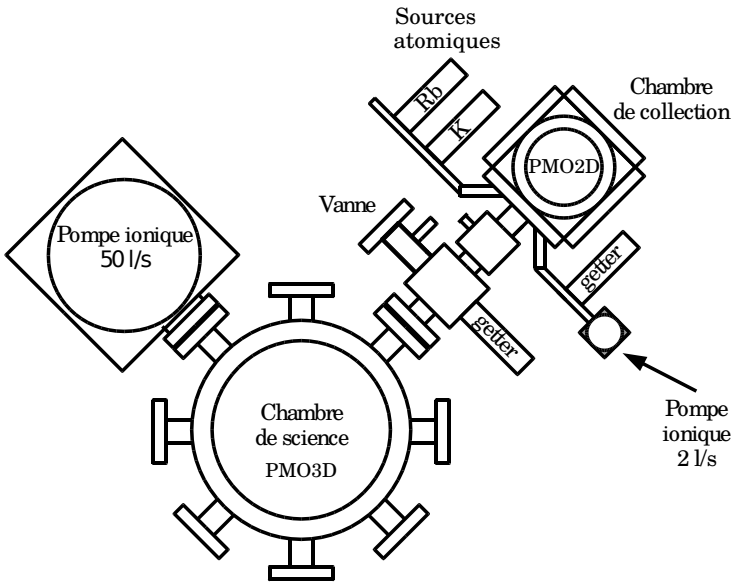


FIGURE 2.1 – Système à vide de l'expérience.

2.1.2 Création d'un jet atomique collimaté

La première enceinte est dédiée à la capture d'une vapeur de potassium 39 dans un piège magnéto-optique bidimensionnel (MOT 2D) [86]. Celle-ci dispose de 5 hublots CF40 utilisés pour les faisceaux lumineux. Les bobines servant à créer le gradient de champ magnétique sont sous vide. Ce MOT 2D crée un faisceau atomique qui est poussé par un laser (appelé pousseur) vers le tube reliant les deux enceintes. La directivité du MOT bidimensionnel est

optimisée avec des bobines de compensation assurant le bon alignement du jet atomique et du tube.

2.1.3 Capture dans un piège magnéto-optique

Ce jet est capturé dans la chambre de science par un piège magnéto-optique. Cette chambre dispose d'un large accès optique via 2 hublots CF160 et 6 hublots CF40. Le champ quadrupolaire est assuré par deux bobines de 126 tours chacune disposée autour de l'enceinte et refroidies à l'eau. Leur axe est perpendiculaire aux hublots CF160. On peut passer en configuration dipolaire en renversant le sens du courant dans une des bobines ce qui est utile pour l'évaporation au voisinage d'une résonance de Feshbach [9].

2.1.4 Imagerie et contrôle continu

Nous disposons de deux systèmes d'imagerie. Le plus utilisé est celui par fluorescence. Une caméra amplifiée EM-CCD-ANDOR-IXON est placée au dessus de la chambre de science et dispose d'une ouverture numérique de 0.12. La seconde est une imagerie par absorption qui utilise une caméra CCD pixelfly QE. Cette dernière est moins utilisée mais permet d'imager selon un autre axe ce qui s'avère utile pour les alignements. Nous utilisons par ailleurs comme outil de diagnostic continu une photodiode qui mesure la fluorescence du MOT 3D.

2.2 Système laser

2.2.1 Structure du ^{39}K

La capture et le refroidissement des alcalins dans un piège magnéto-optique reposent habituellement sur l'existence d'une transition dite cyclante où un système à deux niveaux peut être isolé en choisissant convenablement la fréquence des lasers. Dans la réalité les atomes ont plusieurs niveaux et il y a une probabilité non nulle pour qu'un atome soit excité sur une autre transition. Dans le cas du ^{87}Rb dont la structure est représentée sur la figure 2.2 on utilise la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ pour refroidir les atomes car la structure hyperfine de l'état excité est suffisamment large pour que cette transition soit considérée comme cyclante. Il faut toutefois prendre en compte la possibilité d'excitation sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ en ajoutant un laser appelé repompeur pour pomper à nouveau optiquement les atomes vers la transition cyclante.

Dans le cas du ^{39}K la structure hyperfine est très étroite et il n'est pas possible d'isoler une transition (voir figure 2.2). Dès lors parler de laser de refroidissement (ou principal) et de laser repompeur relève d'un abus de langage commode pour les distinguer. Dans la suite nous appelons repompeur le laser associé à la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ et laser principal celui sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ par analogie avec le Rubidium. Ces deux

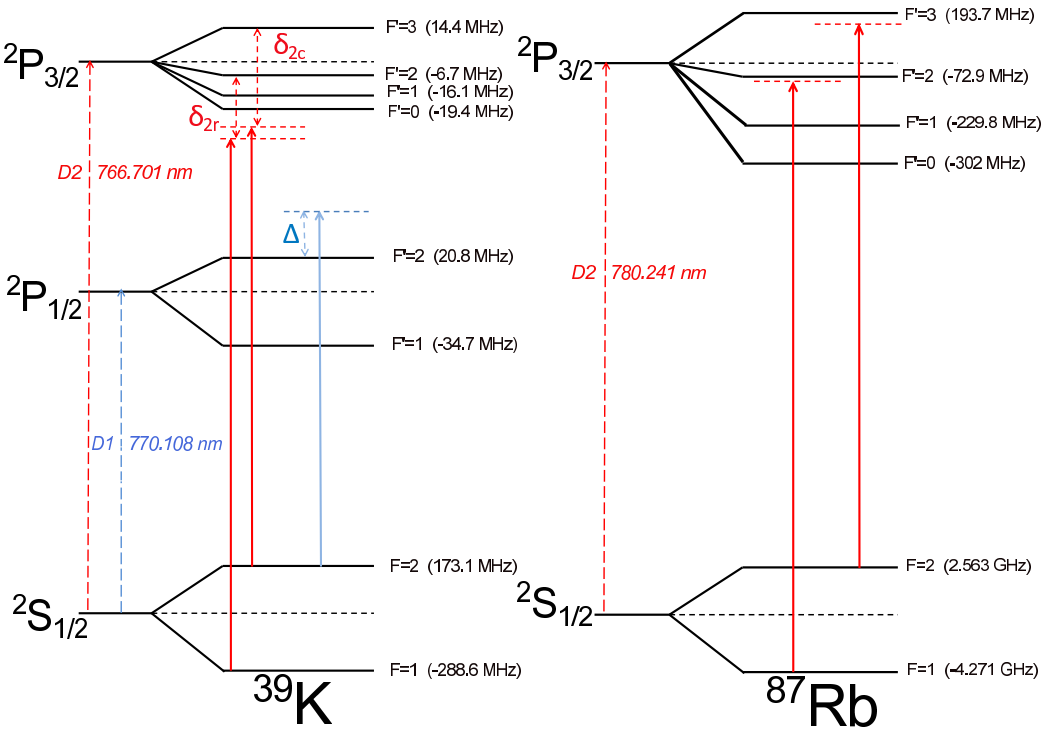


FIGURE 2.2 – Structures du ^{39}K et du ^{87}Rb .

lasers sont responsables du refroidissement [87]. Il en résulte un besoin accru en puissance par rapport au rubidium ainsi qu'un désaccord des deux lasers dans le rouge du multiplet [88] .

2.2.2 Banc optique

Nous décrivons ici le banc optique utilisé pour atteindre la condensation de Bose Einstein. Cette architecture n'est pas optimale car elle était contrainte par le banc optique du ^{87}Rb qui n'a été démantelé qu'après avoir condensé le ^{39}K. Elle conduit cependant à un fonctionnement raisonnable des MOT c'est pourquoi nous ne l'avons pas encore modifiée. Une nouvelle version devrait pourtant bientôt voir le jour.

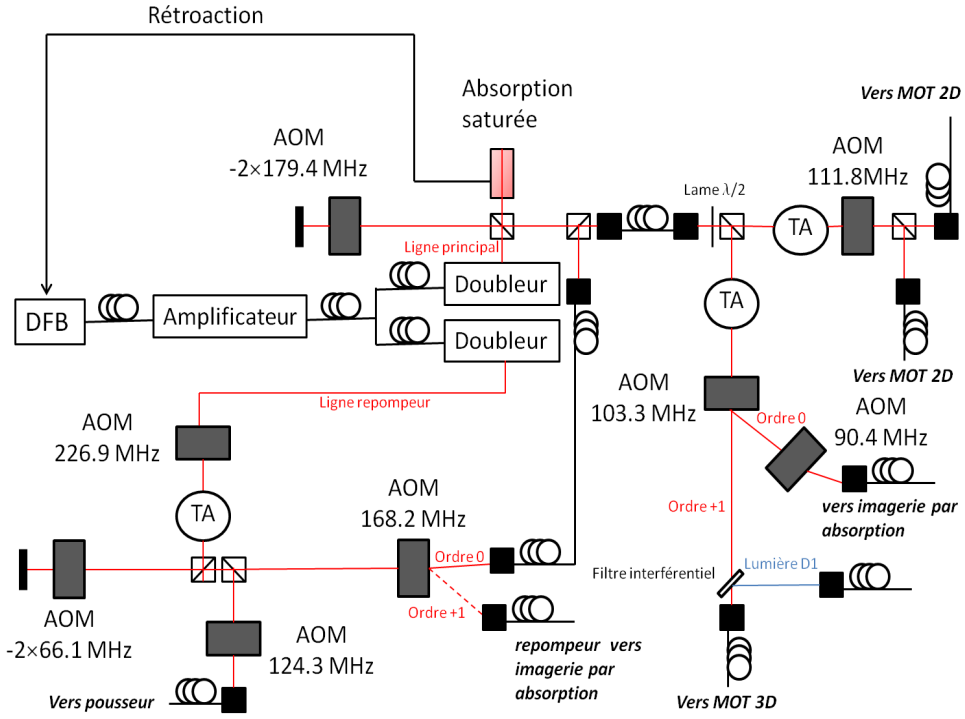


FIGURE 2.3 – Schéma de principe du banc optique servant à produire les lumières des lasers principal et repompeur sur la raie D2.

Lumière sur la raie D2

Nous utilisons une seule diode laser pour la lumière sur la raie D2 (voir figure 2.3). Une des particularités de notre système est que celle-ci est une diode télécom DFB fibrée à 1534 nm (Fitel) qui est ensuite amplifiée puis doublée. Le principal avantage est qu'il n'y a pas d'éléments mécaniques susceptibles de conduire à des instabilités en fréquence. Ceci conduit à une très grande stabilité de l'expérience. A la sortie de l'amplificateur fibré dopé erbium (Manlight 2W) on injecte deux fibres, chacune avec quelques 600 mW. Les deux sorties sont doublées pour produire la lumière des lasers repompeur et principal. Les doubleurs NTT optoelectronics sont des guides d'ondes à quasi-accord de phase (PPLN) fibrés donc très pratiques d'utilisation. Le seul réglage à effectuer est l'asservissement en température pour maximiser l'efficacité de doublage. Chacun de ces doubleurs produit environ 100 mW à 767 nm. La diode est asservie en fréquence via une cellule d'absorption saturée en rétroagissant sur le courant. La lumière est ensuite amplifiée dans des TA (pour Tapered Amplifier) et sa fréquence finement modifiée dans des modulateurs acousto-optiques (AOM). Le principal défaut de ce montage, hormis son

encombrement, résulte du fait que les fréquences des lumières pour le MOT 2D et le MOT 3D ne sont pas indépendantes ce qui rend difficile l'optimisation des paramètres des deux MOT. La prochaine version du banc optique remédiera à ce problème. Un autre point important expérimentalement est la recombinaison de la lumière du laser repompeur et du principal dans une fibre avant les TA à l'origine des faisceaux MOT. En effet cette fibre induit un filtrage spatial des deux modes qui ce qui stabilise l'injection des amplificateurs optiques et ainsi l'expérience. Notons toutefois qu'une partie de la lumière MOT est prélevée et envoyée dans une cavité Fabry-Perot pour un contrôle continu du ratio entre repompeur et principal en sortie des TA.

Lumière sur la raie D1

Nous utilisons par ailleurs de la lumière sur la raie D1 qui sert pour la phase de compression du MOT, décrite ci-dessous, ainsi que pour le refroidissement sub-Doppler qui fait l'objet du chapitre suivant. La lumière est

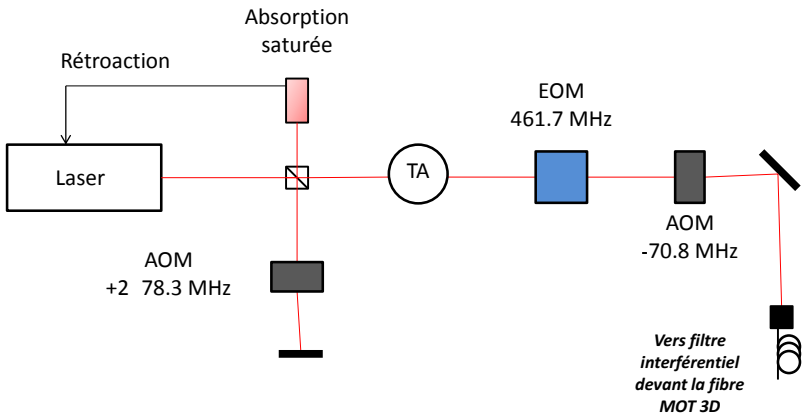


FIGURE 2.4 – Schéma de principe du banc optique servant à produire la lumière sur la raie D1.

dérivée d'un laser en cavité étendue dont la longueur d'onde est sélectionnée grâce à un filtre interférentiel placé au milieu de celle-ci [89]. Le laser est asservi en fréquence via une cellule d'absorption saturée et une rétroaction sur le piézoélectrique sur lequel est monté le second miroir de la cavité. La lumière est ensuité amplifiée dans un TA. Le repompeur sur la raie D1 est produit à l'aide d'un modulateur électro-optique (EOM) Qubig modulé aux 461.7 MHz correspondants à l'écart entre les niveaux hyperfins fondamen-

taux. La fréquence est ensuite modifiée dans un modulateur acousto-optique avant d'être injectée dans une fibre optique (voir figure 2.4). A la sortie de cette fibre on dispose un filtre interférentiel (le même modèle que celui utilisé dans la cavité du laser) qui permet de recombiner dans la même polarisation la lumière sur la raie D1 et celle sur la raie D2 (voir figure 2.3). La lumière est ensuite injectée dans une fibre puis divisée en 6 pour produire les faisceaux MOT dans un diviseur Schäfter-Kirchoff.

2.3 Refroidissement Doppler

2.3.1 MOT 2D

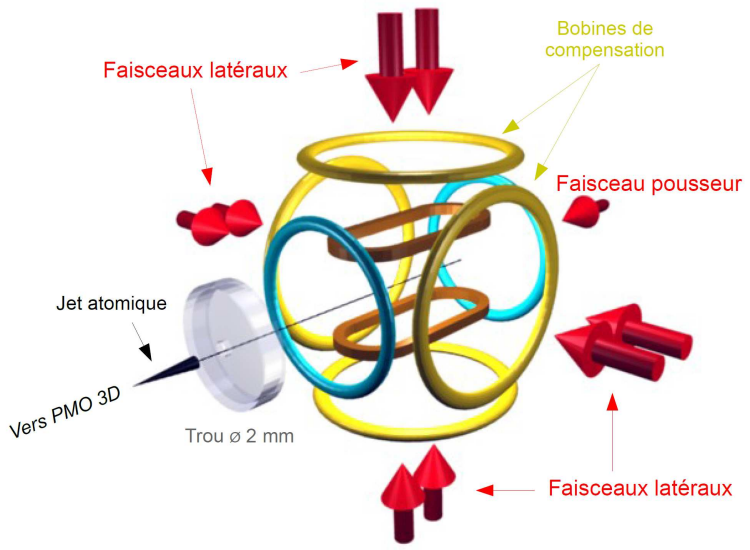


FIGURE 2.5 – Schéma de principe du MOT 2D extraite de [85]. Les bobines bleues servent à assurer un minimum de champ magnétique constant sur le long de l'axe du piège. Les bobines jaunes servent à déplacer ce minimum pour viser le trou avec le jet atomique.

La première étape de l'expérience consiste à collecter des atomes à partir d'une vapeur de potassium. Dans la chambre de collection un MOT 2D forme un faisceau atomique collimaté qui sert à charger un MOT 3D dans la chambre de science. Les faisceaux lumineux sont divisés chacun en deux zones dans chaque direction et sont rétro-réfléchis (voir figure 2.5). La puissance

dans chaque direction en sortie de fibre (une fibre par direction) est d'environ 50 mW avant de former ces deux zones. Le diamètre des faisceaux est 1.8 cm. Ceci correspond à une intensité au centre de $22\,I_S$ où I_S =1.75 mW.cm^{-2} est l'intensité de saturation. Un faisceau supplémentaire ne contenant que du repompeur sert de pousseur pour guider les atomes vers le MOT 3D. Son intensité est d'environ 1 mW et son désaccord $\delta_{push} = 0.3\,\Gamma$. Le gradient magnétique utilisé pour réaliser le MOT 2D est de l'ordre de 10 G.cm^{-1}.

L'optimisation des paramètres du MOT 2D est effectué en maximisant le taux de capture Γ_c dans le MOT 3D. Ce dernier s'obtient via un ajustement linéaire de la courbe de chargement du MOT 3D aux temps courts (voir figure 2.6). Le rapport de puissance entre le laser principal et le laser

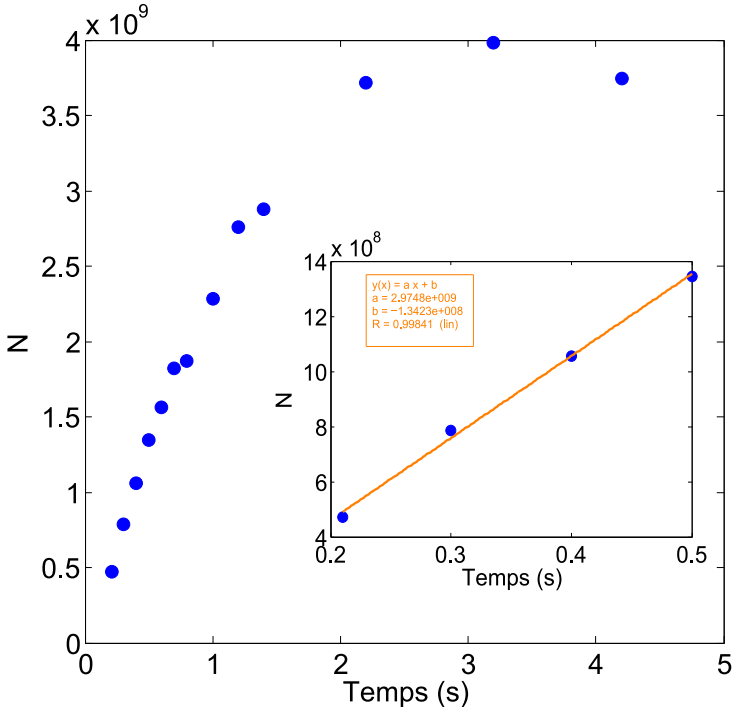


FIGURE 2.6 – Nombre d'atomes N capturés par le MOT 3D en fonction du temps. La linéarisation de la courbe aux temps courts donne le taux de capture Γ_c. On trouve ici $\Gamma_c \simeq 3 \times 10^9$ atomes/s.

repompeur se situe aux alentours de un. Nous avons étudié la dépendance de Γ_c en fonction de la puissance laser dans le MOT 2D (voir figure 2.7). On observe qu'on pourrait facilement gagner en taux de chargement en augmentant la puissance dans les faisceaux du MOT 2D. La nouvelle version du banc optique nous le permettra. Le tableau 2.1 récapitule les paramètres de fonctionnement du MOT 2D et les compare aux autres expériences utili-

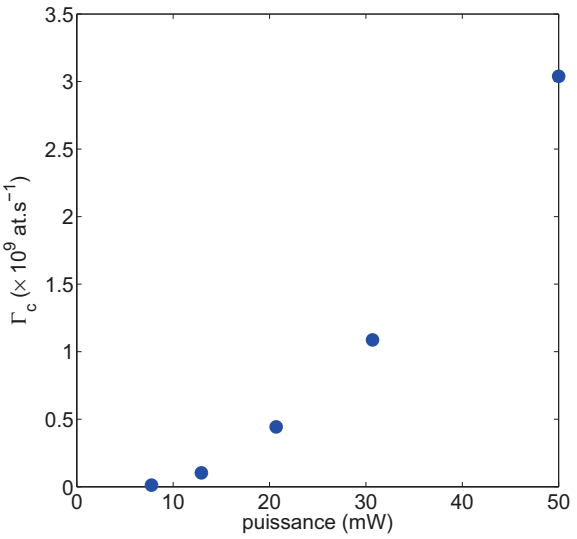


FIGURE 2.7 – Taux de capture Γ_c du MOT 3D en fonction de la puissance dans une direction du MOT 2D.

sant une technique similaire. Notons toutefois que les expériences indiennes (Tata Institute) et de Florence utilisent des configurations avec une mélasse longitudinale déséquilibrée (MOT 2D+) [86]. Le plus grand taux de capture rapporté à ce jour est celui de Florence. D'après la figure 2.7 on peut espérer gagner un facteur 2.5 en passant de 22 à 35 I_{S}. On peut par ailleurs expliquer le facteur deux restant par une plus faible pression en potassium dans la chambre du MOT 2D comparée à celle des italiens qui se situe aux alentours de 10^{-7} mbar.

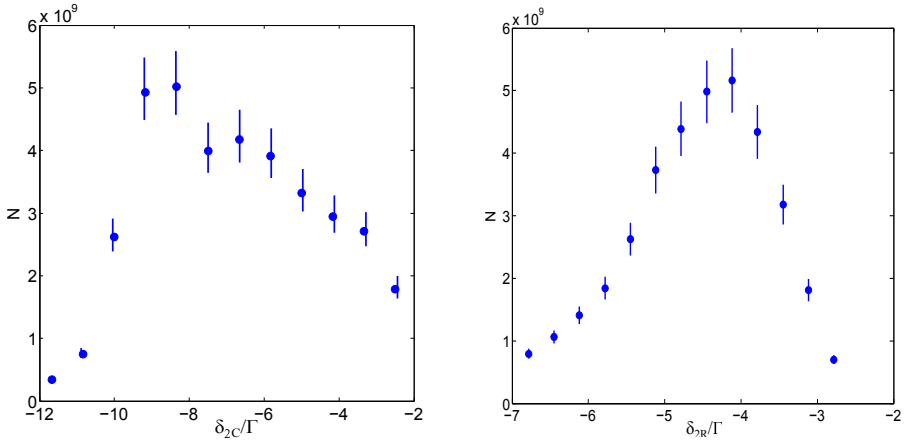
groupe	$\delta_{2\mathrm{C}}/\Gamma$	$I_{\mathrm{tot}}/I_{\mathrm{S}}$	$\delta_{2\mathrm{R}}/\Gamma$	$I_{2\mathrm{R}}/I_{2\mathrm{C}}$	Γ_c ($10^9 s^{-1}$)
Florence	-5.7	35	0	0.8	13
Tata Institute	-5	11.5	-2.5	0.7	?
Palaiseau	-7.2	22	-3.1	1	3

TABLE 2.1 – Comparaison des différents paramètres expérimentaux pour des groupes travaillant avec des systèmes MOT 2D/ MOT 3D et du ^{39}K. On rapporte les désaccords $\delta_{2\mathrm{C}}$ et $\delta_{2\mathrm{R}}$ des lasers principal et repompeur, l'intensité totale au centre d'un faisceau $I_{\mathrm{tot}}/I_{\mathrm{S}}$, le rapport de puissance entre les deux fréquences $I_{2\mathrm{R}}/I_{2\mathrm{C}}$ et le taux de capture Γ_c. Les données sont issues de [90, 91]

2.3.2 MOT 3D

Grâce au tube de pompage différentiel par lequel les atomes passent d'une enceinte à l'autre il règne dans la deuxième un vide extrêmement poussé. La pression y est de l'ordre de 10^{-10} mbar. Une partie des atomes issus du MOT 2D est capturée dans un MOT 3D composé de six faisceaux indépendants. Le diamètre de chacun de faisceaux est de 1.8 cm et leur puissance totale de 17 mW. Dans la configuration optimale on a la même proportion de repompeur et de principal qui participent tous les deux au refroidissement. Ceci correspond à une intensité totale au centre d'un faisceau de 7.5 I_S. La grandeur qui caractérise le bon fonctionnement d'un piège magnéto-optique est le nombre d'atomes capturés indépendamment de la température et de la densité. C'est donc ce paramètre que nous avons cherché à optimiser.

- **Dépendance de N avec les fréquences :**



(a) (b)

FIGURE 2.8 – a) Nombre d'atomes N capturés par le MOT 3D en fonction du désaccord δ_{2C} du laser principal. b) Nombre d'atomes N capturés par le MOT 3D en fonction du désaccord δ_{2R} du laser repompeur.

Nous avons étudié la dépendance du nombre d'atomes dans le MOT avec la fréquence des lasers (voir figures 2.8). On observe un nombre d'atomes qui croit avec le désaccord lumineux du laser principal puis qui s'écroule vers -10 Γ. Le fait que la structure hyperfine soit étroite oblige à travailler dans le rouge du multiplet, c'est à dire avec un désaccord dans le rouge inférieur à -5.5 Γ pour le laser principal. La vitesse de capture augmentant avec le désaccord il parait naturel, à puissance donnée, de désaccorder le laser au maximum dans le rouge. Bien que nous n'ayons pas mené d'étude systématique, la croissance du nombre

d'atomes avec le désaccord peut aussi être dûe à une minimisation des pertes assistées par la lumière. En revanche, à intensité constante, un désaccord loin dans le rouge entrainera une force de friction trop faible pour capturer le jet atomique issu du MOT 2D. Ceci conduit à un fonctionnement optimal pour un désaccord de -8.2 Γ dans notre configuration.
Le nombre d'atomes croit dans un premier temps lorsqu'on désaccorde le laser repompeur vers le rouge. Ceci est aussi dû à la présence des niveaux $|F = 1\rangle$ et $|F = 0\rangle$ vers -2 Γ qui implique de travailler dans le rouge du multiplet. La présence d'un optimum semble aussi traduire le besoin de puissance lorsque le repompeur est désaccordé plus loin vers le rouge.

- **Dépendance de N avec le gradient magnétique :**

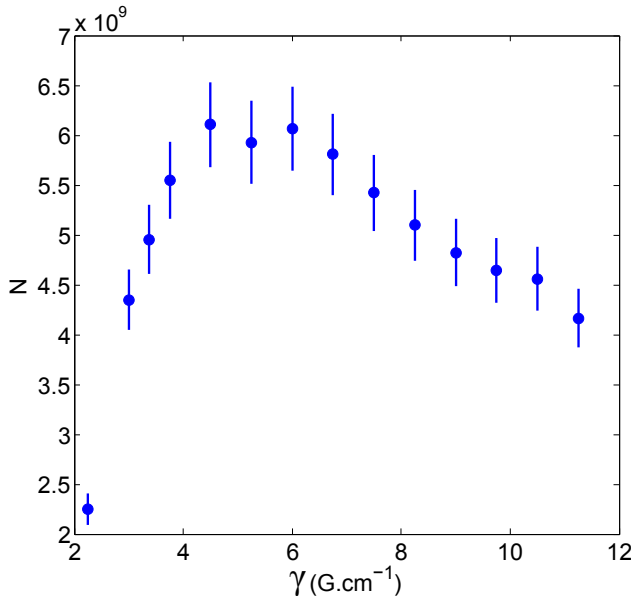


FIGURE 2.9 – Nombre d'atomes N capturés par le MOT 3D en fonction du gradient magnétique γ selon l'axe des bobines.

Les processus de réabsorption et de collisions assistées par la lumière limitent la densité dans un MOT. On baisse donc au maximum le gradient magnétique pour charger le plus d'atomes. C'est ce qu'on observe sur la figure 2.9 qui montre une augmentation du nombre d'atomes vers les faibles gradients. Le gradient magnétique optimal selon l'axe des bobines est de 6 G.cm^{-1}

La température est alors d'environ 2 millikelvins. Les paramètres optimaux sont récapitulés dans le tableau 2.2 qui les compare à ceux des autres groupes

travaillant sur la même espèce.

groupe	δ_{2C}/Γ	I_{tot}/I_S	δ_{2R}/Γ	I_{2R}/I_{2C}	γ $(G.cm^{-1})$	N (10^9)
Florence	-3	6	-3.3	0.8	11	30
Cambridge	-7.6	8.4	-4.6	1	8.6	1
Tata Institute	-5	5.2	-2.5	0.8	13	0.1
Palaiseau	-8.2	7.5	-4.1	1	6	5

TABLE 2.2 – Comparaison des différents paramètres expérimentaux pour les MOT 3D des groupes travaillant avec du ^{39}K. On rapporte les désaccords δ_{2C} et δ_{2R} des lasers principal et repompeur, l'intensité totale au centre d'un faisceau I_{tot}/I_S, le rapport de puissance entre les deux fréquences I_{2R}/I_{2C}, le gradient magnétique selon l'axe des bobines γ et le nombre d'atomes N. Les données sont issues de [90–92].

2.3.3 MOT comprimé (CMOT)

Dans l'optique de charger efficacement un piège conservatif, magnétique ou optique, il faut augmenter la densité du nuage. Celle-ci est limitée dans un MOT par les collisions assistées par la lumière et les processus de diffusions multiples qui induisent une force répulsive entre les atomes. On peut toutefois atteindre de manière transitoire une densité plus élevée en jouant avec les puissances, le champ magnétique et les fréquences des lasers [93, 94]. L'idée est de réduire la puissance du repompeur et augmenter le désaccord du laser principal. Ainsi les atomes sont pompés dans un état peu couplé à la lumière et diffusent moins de photons. C'est ce qui est fait chez les italiens par exemple. Nous avons dans un premier temps suivi cette méthode pour obtenir une compression correspondant à un facteur 3 en densité par rapport au MOT.

Cependant après avoir réalisé des mélasses grises (voir chapitre suivant) nous avons utilisé une technique différente conduisant à une densité plus élevée. Cette méthode suit la même idée mais de manière originale. En effet on combine la lumière utilisée pour les mélasses grises sur la raie D1 avec celle du repompeur sur la transition D2 (voir figure 2.2). Nous utilisons un laser repompeur dans le rouge de la raie D2 et un laser principal dans le bleu de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ sur la raie D1. Les fréquences des lasers, repérées par leurs désaccords Δ pour la raie D1 et δ_{2R} pour la raie D2, sont changées immédiatement en début de CMOT et gardent une

valeur constante durant les 7 ms que dure cette étape. Dans le même temps le gradient magnétique est augmenté jusqu'à 22 G.cm^{-1}.

- **Densité :** On rapporte dans un premier temps la dépendance de la densité avec les désaccords et les puissances. On observe sur la figure

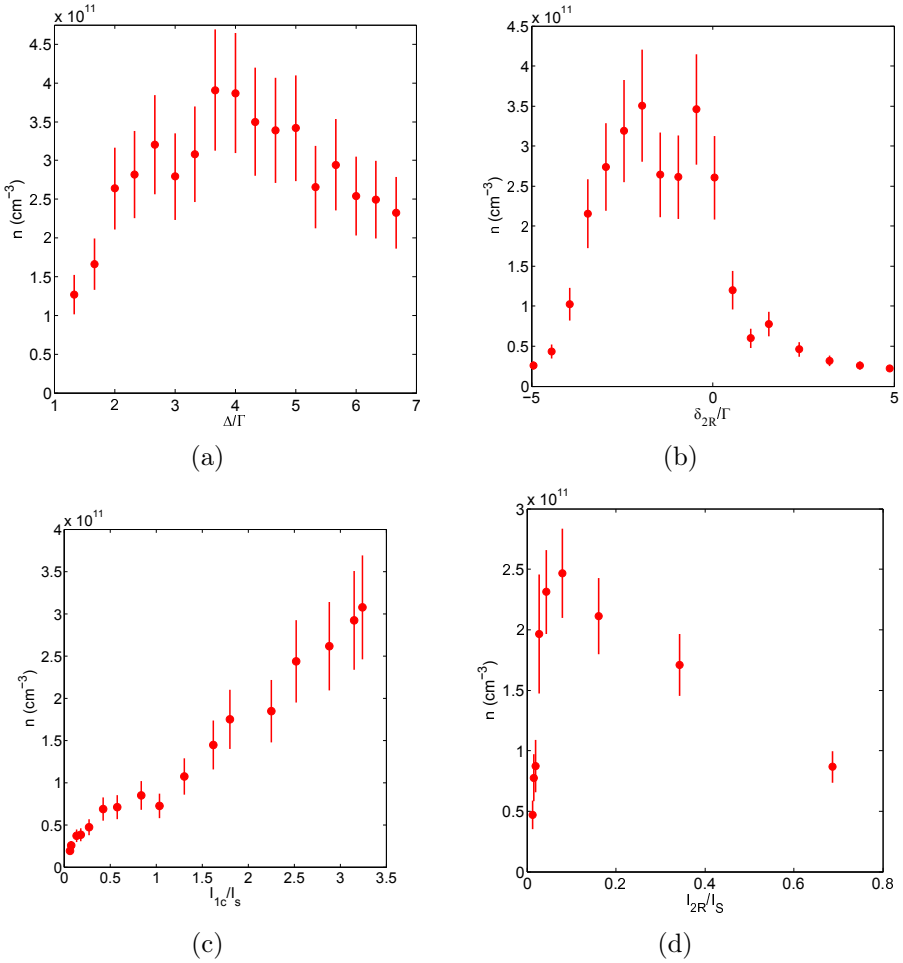


FIGURE 2.10 – a) Dépendance de la densité n avec le désaccord du laser principal sur la raie D1 Δ et b) avec le désaccord du laser repompeur sur la raie D2 δ_{2R}. c) Variations de n en fonction de l'intensité laser sur la raie D1 I_{1C} et d) en fonction de l'intensité I_{2R} du repompeur sur la raie D2.

2.10 que la densité augmente lorsque le laser principal est dans le bleu de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ sur la raie D1. De même cette méthode n'est efficace que lorsque le désaccord du laser repompeur est situé dans le rouge de la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ sur la raie D2. Par ailleurs la densité semble d'autant plus élevée que la puissance

laser dans le bleu de la raie D1 est grande. En revanche la puissance du laser repompeur doit être minimisée.

- **Température :**
  Par ailleurs l'étude de la température montre que cette dernière diminue drastiquement dans cette configuration au contraire de la méthode conventionnelle sur la raie D2 (voir figure 2.11). Celle-ci passe en effet

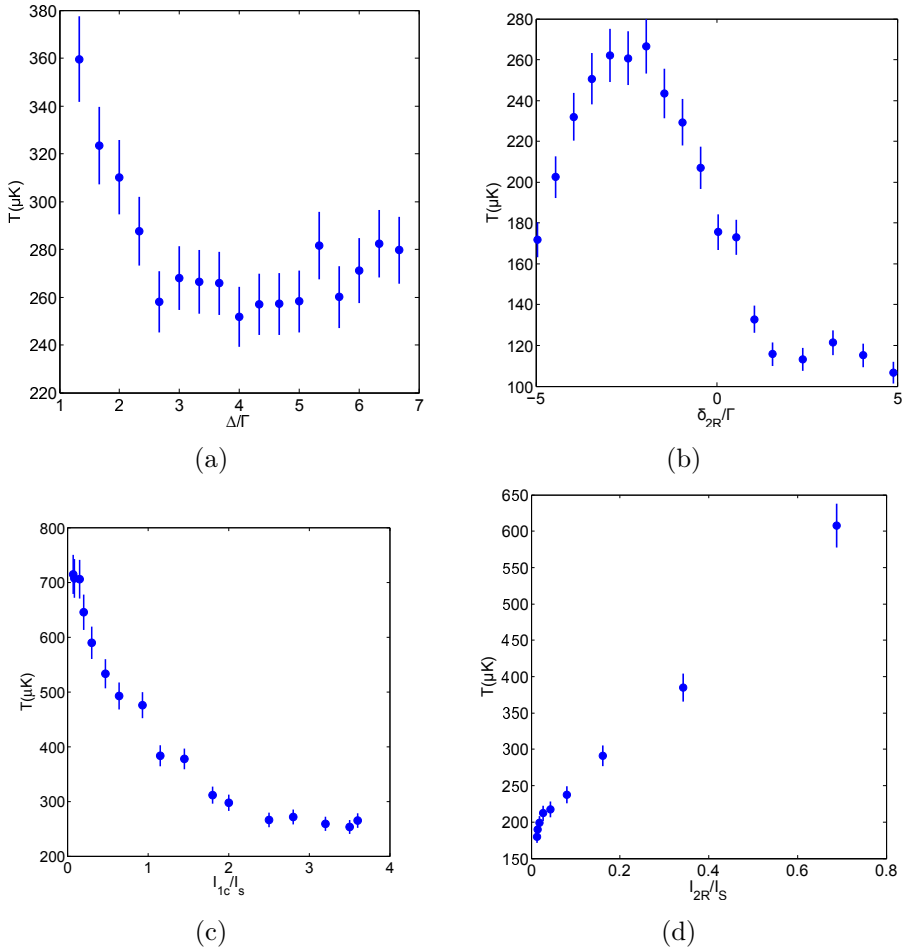


FIGURE 2.11 – a) Dépendance de la température T avec le désaccord du laser principal sur la raie D1 Δ et b) avec le désaccord du laser repompeur sur la raie D2 δ_{2R}. c) Variations de T en fonction de l'intensité laser sur la raie D1 I_{1C} et d) en fonction de l'intensité I_{2R} du repompeur sur la raie D2.

de 2 mK à quelques 260 μK lorsqu'on cherche à maximiser la densité. On remarque aussi des températures sub-Doppler pour les atomes restant du côté $\delta_{2R} > 0$.

- **Nombre d'atomes :**
  La variation du nombre d'atomes est reportée sur la figure 2.12. On observe une baisse de N lorsque le laser principal sur la raie D1 est proche de résonance. De même on observe une chute de N lorsque

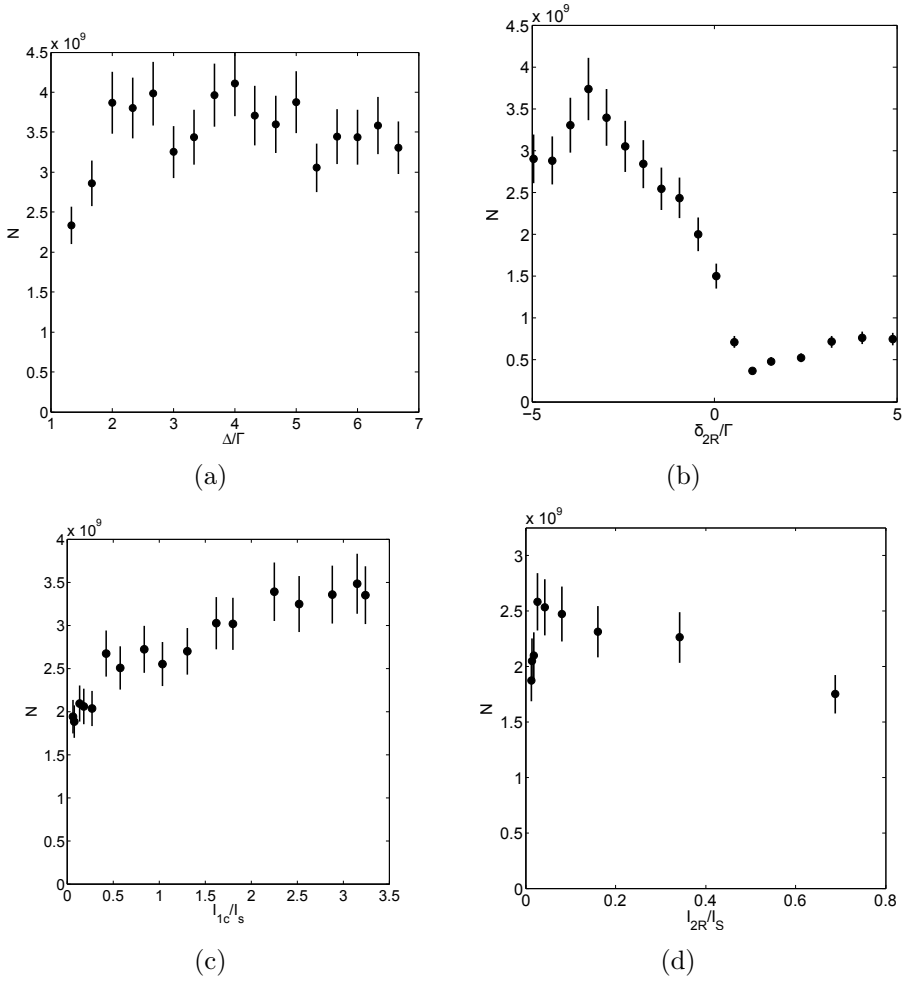


FIGURE 2.12 – a) Nombre d'atomes N en fonction du désaccord du laser principal sur la raie D1 Δ et b) en fonction du désaccord du laser repompeur sur la raie D2 δ_{2R}. c) Variations de N en fonction de l'intensité laser sur la raie D1 I_{1C} et d) en fonction de l'intensité I_{2R} du repompeur sur la raie D2.

  la fréquence du laser repompeur croise la résonance dans le sens $\delta_{2R} < 0 \rightarrow \delta_{2R} > 0$. Enfin à trop basse intensité du laser repompeur le nombre d'atome piégés chute.
- **Interprétation :**
  Ces résultats nous conduisent à l'interprétation suivante. On ne dispose

que d'un seul laser dans le rouge d'une transition $J \to J+1$ conduisant à une force de rappel en présence du champ magnétique quadrupolaire. C'est le laser repompeur sur la raie D2. On en déduit qu'il est responsable du piégeage ce qui est confirmé par la chute du nombre d'atomes observée sur la figure 2.12 lorsque $\delta_{2R} > 0$.
Pour comprendre le rôle du laser principal dans le bleu de la raie D1 on remarque que son effet n'est bénéfique que pour $\Delta > 0$. Par ailleurs, pour $\delta_{2R} > 0$ il n'y a pas de processus de refroidissement ni de rappel de la part du laser repompeur sur la raie D2. On en déduit que seul le laser sur la raie D1 est responsable des températures sub-Doppler observées au niveau du zéro de champ magnétique lorsque $\delta_{2R} > 0$. Cette interprétation est compatible avec le fait que le refroidissement sub-Doppler observé ne fonctionne que dans le bleu d'une transition $J \to J$ comme nous le verrons dans le chapitre suivant. Par ailleurs la vitesse de capture de ce dernier croit avec l'intensité du laser sur la raie D1 ce qui peut expliquer les variations de la densité et du nombre d'atomes en fonction de celle-ci.
En somme la température baisse en raison d'un mécanisme sub-Doppler efficace au centre du piège même en présence d'un gradient magnétique. Ceci permet de réduire au maximum la raideur du piège déterminée par la puissance et le désaccord du laser repompeur sur la raie D2. Il en résulte une chute de la population de l'état excité et donc des processus de diffusions multiples bien moins fréquents ce qui conduit à une plus forte densité.

Cette méthode nous permet d'atteindre notre objectif de densité élevée avec une surprise : la température est faible ce qui permet d'assurer que le processus sub-Doppler décrit dans le chapitre suivant capturera la totalité des atomes. Les paramètres optimaux pour cette étape de compression sont résumés dans le tableau 2.3.

t (ms)	Δ/Γ	I_{1C}/I_{S}	$\delta_{2\mathrm{R}}/\Gamma$	$I_{2\mathrm{R}}/I_{\mathrm{S}}$	γ ($G.cm^{-1}$)	n (cm^{-3})
7	3.5	4	-3	0.1	22	4×10^{11}

TABLE 2.3 – Paramètres expérimentaux pour le CMOT. On rapporte le temps t, les désaccords Δ et $\delta_{2\mathrm{R}}$ des lasers principal sur la raie D1 et repompeur sur la raie D2 respectivement ainsi que leurs intensités I_{1C} et $I_{2\mathrm{R}}$ au centre d'un faisceau, le gradient magnétique γ et la densité n.

2.4 Conclusion

Nous avons présenté les étapes de capture et de compression d'un nuage de ^{39}K. L'accent a été mis sur la particularité de cet alcalin vis à vis de sa structure hyperfine étroite. Bien que n'ayant pas tous les degrés de libertés, en particularité en fréquence, pour comprendre avec finesse les processus qui limitent le nombre d'atomes dans le piège magnéto-optique nous avons été en mesure d'atteindre des valeurs similaires à celles obtenues avec du ^{87}Rb. Nous avons par ailleurs mis au point une méthode originale de compression du nuage qui permet d'augmenter la densité d'un facteur dix environ par rapport au MOT. Il reste donc une dernière étape avant le chargement direct d'un piège dipolaire : le refroidissement sub-Doppler du nuage qui fait l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE 3

Refroidissement sub-Doppler du ^{39}K

Un premier obstacle dans la production directe d'un gaz quantique de potassium 39 réside dans la difficulté à le refroidir efficacement de manière conventionnelle. Récemment deux groupes ont atteint des températures sub-Doppler dans un gaz de ^{39}K en développant une mélasse rouge proche de résonance sur la raie D2 [82,91]. Les températures obtenues, suffisamment faibles pour charger efficacement un piège magnétique, restent toutefois élevées dans l'optique de charger directement un piège dipolaire depuis les mélasses. Nous avons donc mis en place sur notre expérience une méthode appliquée avec succès à d'autres espèces comme le ^{7}Li ou le ^{40}K [95, 96], basée sur une mélasse grise sur la raie D1, qui nous permet d'atteindre des températures bien plus basses. Ce résultat représente un grand pas en avant vers la production toute optique d'un condensat de Bose Einstein de potassium 39.

Nous décrivons dans ce chapitre le refroidissement sub-Doppler du ^{39}K. Dans un premier temps les résultats obtenus dans une mélasse proche de résonance sur la raie D2 sont présentés. Le principe d'une mélasse grise est ensuite introduit et les résulats expérimentaux sont discutés. Enfin les avantages et inconvénients des deux méthodes sont comparés.

3.1 Mélasse rouge sur la raie D2 du ^{39}K

3.1.1 Difficultés

Après avoir obtenu un échantillon dense dans un piège magnéto-optique il est d'usage de mettre en oeuvre un refroidissement sub-Doppler. En effet, quel que soit le piège conservatif (magnétique ou optique) à charger à partir du nuage, il est nécessaire d'obtenir une densité dans l'espace des phases suffisamment haute pour initier ensuite un refroidissement évaporatif.

Des températures sub-Doppler sont généralement obtenues après coupure du gradient magnétique du MOT en augmentant le désaccord des lasers tout en baissant leur intensité. Comme dans le MOT, les atomes subissent une force de type frottement fluide de la part du champ lumineux mais sans force de piégeage : on parle de mélasse optique. Deux paramètres physiques facilement contrôlables expérimentalement gouvernent le refroidissement : l'intensité I des lasers et leur désaccord δ. En effet on peut montrer que la température T d'une mélasse et la plage de vitesse v_c sur laquelle ce processus est efficace varient selon [97] :

$$\begin{cases} T \sim \dfrac{I}{\delta} \\ v_c \sim \dfrac{I}{\delta^2} \end{cases} \tag{3.1}$$

En partant de la configuration MOT, la puissance des lasers est donc réduite et leur désaccords augmentés progressivement vers le rouge pour initier un refroidissement Sisyphe [97] tout en gardant une grande vitesse de capture. Cependant la structure hyperfine étroite de l'état excité de la raie D2 du ^{39}K ne permet pas un refroidissement sub-Doppler dans une mélasse conventionnelle. En effet cette stratégie semble difficile dans le cas du potassium car il n'y a que 21 MHz (soit $3.5\,\Gamma$) qui séparent $|F' = 3\rangle$ de $|F' = 2\rangle$ (voir figure 3.1). On observe sur la figure 3.1 que si les lasers sont désaccordés vers le rouge ils vont entrer en résonance avec des transitions vers d'autres états hyperfins inhibant ainsi le caractère visqueux du champ lumineux. Il en résulte un refroidissement sub-Doppler inefficace voire inexistant [82, 98].

3.1.2 Stratégie de Florence

Le groupe de M. Inguscio à Florence a étudié en détail l'influence du champ laser sur un atome dans une mélasse rouge proche de résonance [82]. La force a été calculée pour un seul laser de refroidissement dans une configuration σ^+/σ^- en fonction du désaccord et leurs résultats sont rapportés sur

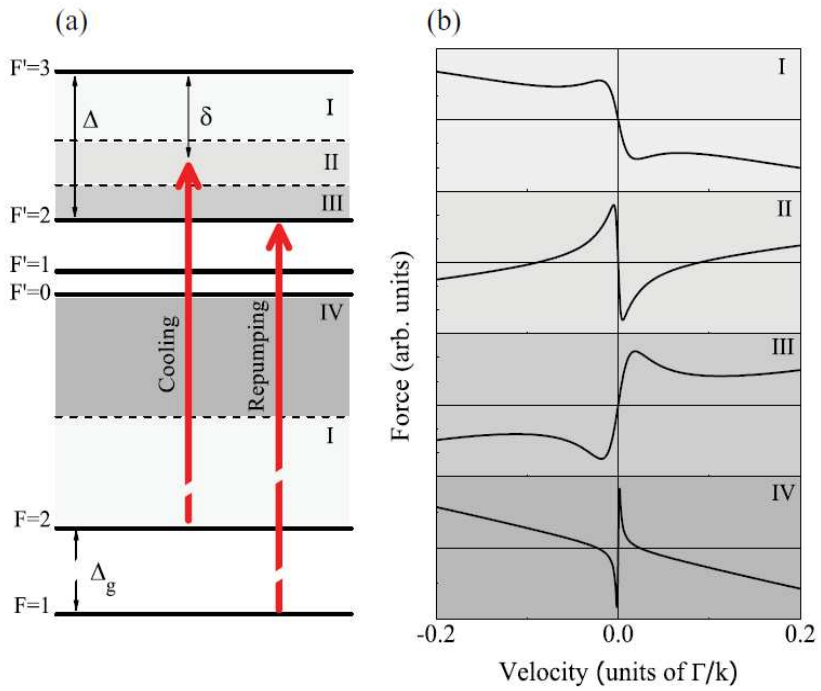


FIGURE 3.1 – a) Structure de niveau et région dans laquelle est désaccordé le laser de refroidissement ("cooling") repérée par δ. Le laser repompeur n'est pas considéré dans le calcul mais son désaccord expérimental est représenté ici. b) Force calculée pour un seul laser de refroidissement dans une configuration σ^+/σ^- à une dimension par le groupe de Florence en fonction de la vitesse. Figure extraite de [82].

la figure 3.1. On observe dans les régions I et II qu'il existe un processus de refroidissement sub-Doppler à faible vitesse comme attendu. Ce dernier disparait bien lorsque le laser croise la résonance vers $|F' = 2\rangle$ pour laisser place à un processus Doppler aux grandes vitesses lorsque le laser est désaccordé dans le rouge du multiplet. Ayant trouvé une plage sur laquelle il existe un mécanisme sub-Doppler efficace les italiens ont alors développé un protocole dont la base physique est la suivante [82]. Il s'agit dans un premier temps de dépomper les atomes dans un état très faiblement couplé au champ lumineux, ici $|F = 1\rangle$, pour limiter les processus de diffusion multiples. Lorsqu'un atome est pompé dans $|F = 2\rangle$ qui est fortement couplé au champ il subit une force de friction qui permet d'atteindre des températures sub-Doppler. Nous verrons que cette idée est aussi à la base des mélasses grises.

Ce protocole nécessite une combinaison habile de puissance et de désac-

cords que nous décrivons maintenant. Du fait de la haute température des atomes dans le MOT, la première étape consiste à essayer de refroidir le nuage vers la température Doppler minimale. Celle-ci est obtenue lorsque $\delta = -\Gamma/2$ pour un système à deux niveaux. Dans le cas du ^{39}K les italiens recommandent de baisser sensiblement la puissance du laser repompeur en le désaccordant vers le rouge à $-2.7\,\Gamma$ de $|F' = 2\rangle$ pour dépomper les atomes vers $|F = 1\rangle$. Dans le même temps il faut désaccorder le laser de refroidissement proche de $-\Gamma/2$ dans le rouge de $|F' = 3\rangle$ pour se rapprocher de la température Doppler minimale qui est de 145 μK pour le potassium. Ceci permet d'avoir une dispersion en vitesse initiale plus faible et d'augmenter la fraction d'atome capturée par le processus sub-Doppler qui va suivre. La majorité des atomes sont donc dépompés dans $|F = 1\rangle$ qui est faiblement couplé au champ lumineux. La puissance du laser de refroidissement est alors diminuée (en gardant le même rapport de puissance entre ce dernier et le laser repompeur) tout en augmentant son désaccord vers le rouge comme dans une mélasse classique pour réduire la température [97]. Cette stratégie est résumée sur la figure 3.2.

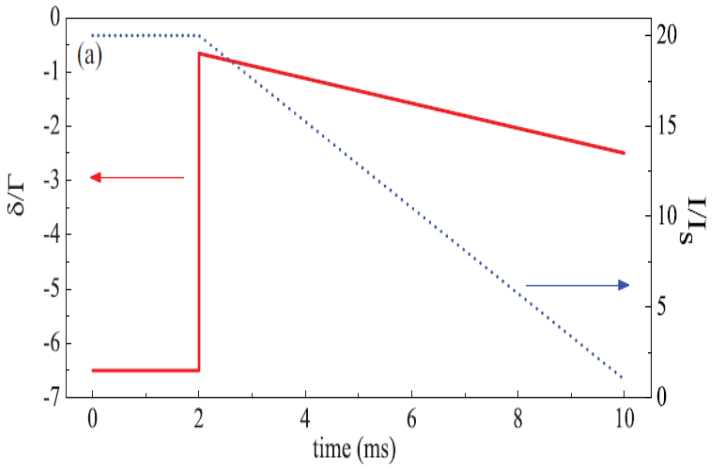


FIGURE 3.2 – Variation du désaccord (trait plein) et de la puissance du laser principal (pointillés) au cours de la mélasse. Figure extraite de [82].

3.1.3 Résultats expérimentaux

Nous décrivons ici la mise en oeuvre expérimentale de cette méthode sur notre expérience. Immédiatement après la fin du MOT comprimé la puissance du laser repompeur est réduite à $0.06\,I_s$ où I_s est l'intensité de saturation. Dans le même temps sa fréquence est modifiée de sorte que son désaccord

vaille $\delta_{2R} = \Gamma$. La puissance du laser de refroidissement est alors maximale, sur notre expérience $I_{2C} \sim 5.5\, I_s$ où I_{2C} est l'intensité au centre de chacun des six faisceaux MOT, et sa fréquence est elle aussi changée pour atteindre en début de mélasse $\delta_{2C0} \sim -\Gamma$. Le rapport de puissance entre les deux laser est conservé pendant toute la phase de refroidissement. La puissance et la fréquence du laser principal sont ensuite rampés linéairement vers $0.03\, I_s$ et δ_{2C} respectivement durant 11 ms. La dépendance de la température avec le désaccord final du laser de refroidissement est rapportée sur la figure 3.3. On observe un désaccord optimal vers $-3\,\Gamma$ dans le rouge de $|F' = 3\rangle$ en accord avec les précédentes études [82, 91]. Notons cependant qu'un refroidissement sub-Doppler, certes moins efficace, est tout de même visible à plus grand désaccord qui n'est pas pris en compte dans le modèle de [82]. Nous avons par ailleurs étudié la dépendance de la température avec le désaccord du laser repompeur (voir figure 3.4). L'optimum se situe vers Γ dans le bleu $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ alors que les italiens trouvent $-2.7\,\Gamma$. De fait la fréquence optimale dépend fortement de la puissance du laser repompeur et il n'est donc pas étonnant que nos valeurs soient différentes. Nous avons par ailleurs noté une forte dépendance de la température en fonction de la puissance du laser repompeur. Dans la configuration optimale on capture

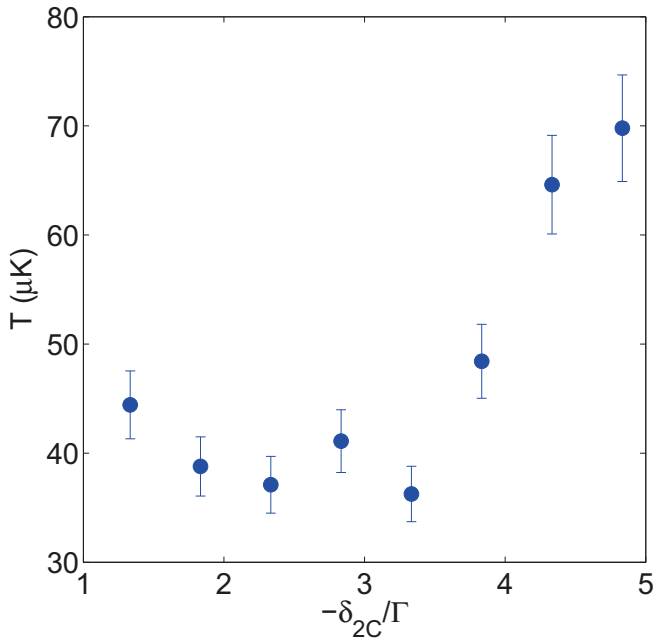


FIGURE 3.3 – Dépendance de la température de la mélasse en fonction du désaccord final δ_{2C} du laser de refroidissement.

environ 90% des atomes du MOT comprimé en bon accord avec les résultats obtenus dans les autres groupes. La température minimale atteinte, bien que légèrement supérieure, est aussi proche de celles rapportées précédemment et semble favorable pour le chargement d'un piège optique. Les paramètres expérimentaux optimaux sont récapitulés dans le tableau 3.1.

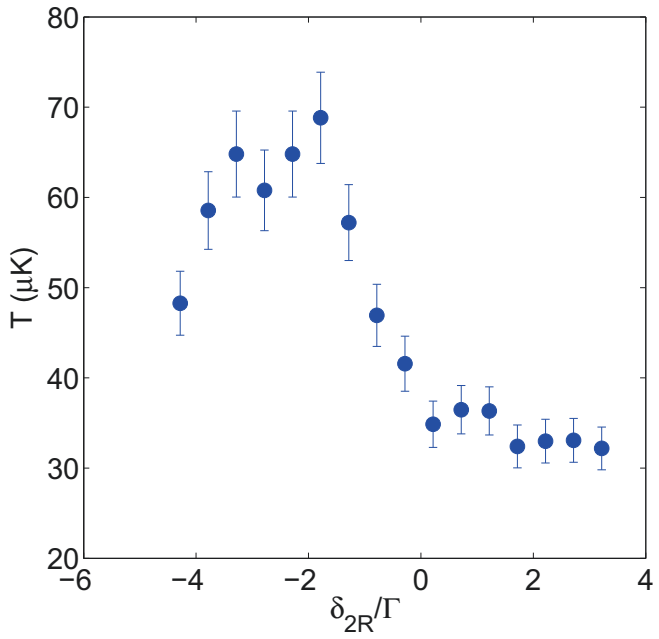


FIGURE 3.4 – Dépendance de la température de la mélasse en fonction du désaccord δ_{2R} du laser repompeur.

t (ms)	δ_{2C}/Γ	I_{2C}/I_S	δ_{2R}/Γ	I_{2R}/I_{2C}	N (10^9)	T (μK)	n (cm^{-3})
11	-1 à -3	5.5 à 0.03	1	0.01	3	~ 35	4×10^{10}

TABLE 3.1 – Paramètres expérimentaux optimaux pour la mélasse rouge sur la raie D2. $\Gamma = 2\pi \times 6\,\mathrm{MHz}$ est la largeur de l'état excité, $I_S = 1.75\,\mathrm{mW.cm^{-2}}$ est l'intensité de saturation. Les intensités sont données au centre de chacun des faisceaux. Nous rapportons le nombre d'atomes N, la température T et la densité n ainsi que le temps t.

3.2 Principe physique d'une mélasse grise

La température limite T atteinte par des méthodes optiques peut s'exprimer en fonction du coefficient de friction, défini par la linéarisation de la force subie par l'atome aux basses vitesses $\mathbf{f} \sim -\alpha\mathbf{v}$, ainsi que du coefficient de diffusion en impulsion D_p :

$$k_B T \sim \frac{D_p}{\alpha} \tag{3.2}$$

Cette relation indique qu'il faut minimiser les cycles de fluorescence tout en ayant une forte force de friction pour atteindre les températures minimales. C'est bien ce qui a été fait dans la méthode précédente où la majorité des atomes est dans l'état $|F = 1\rangle$ faiblement couplé au champ lumineux alors que ceux dans la multiplicité de $|F = 2\rangle$ subissent un refroidissement Sisyphe d'après l'interprétation de [82]. En revanche la fluorescence ne s'annule jamais et le recul aléatoire acquis par les atomes dû à l'émission spontanée semble limiter la température du nuage. Il serait donc judicieux de trouver une configuration dans laquelle les atomes rapides sont couplés au champ lumineux et subissent une force de friction alors que les atomes lents sont insensibles à la lumière. Cette idée a conduit dans les années 90 au développement de nouvelles techniques comme le refroidissement Raman [99, 100] et le piégeage cohérent de population [101] qui permettent d'atteindre des températures subrecul, c'est à dire des atomes dont l'énergie cinétique est inférieure à l'énergie de recul définie par $E_R = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ où k est le vecteur d'onde des lasers. Enfin une dernière configuration mèlant piégeage cohérent de population et refroidissement Sisyphe a été développée à la même époque [102–104]. Cette dernière s'appelle mélasse grise et a récemment été utilisée sur des atomes ayant des structures hyperfines étroites inhibant les méthodes de refroidissement traditionnelles.

Nous en exhibons ici le mécanisme sur une version unidimensionnelle d'un système à trois niveaux en Λ dans un champ laser bichromatique. Cette situation, bien que très simplifiée par rapport à la situation expérimentale où on a évidement bien plus de niveaux en tenant compte notamment de la structure Zeeman, va cependant nous permettre d'identifier les paramètres importants pour obtenir un refroidissement dans ce type de mélasses.

3.2.1 Modèle simple à trois niveaux

Nous pouvons aborder les mélasses grises dans le modèle à une dimension d'un atome à trois niveaux représenté sur la figure 3.5. Les deux niveaux fondamentaux, qui peuvent être des niveaux hyperfins ou sous-niveaux Zeeman

par exemple, ont des durées de vie infinies alors que l'état excité présente une durée de vie radiative de Γ^{-1}. L'atome est plongé dans un champ laser bichromatique de pulsations ω_1 et ω_2 correspondant à des désaccords $\delta_i = \omega_i - \omega_{0i}$ par rapport aux transitions $g_i \rightarrow e$, i=1,2. Cette configuration

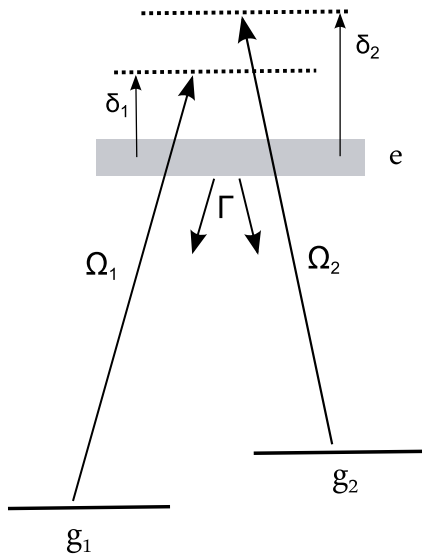


FIGURE 3.5 – Système à trois niveaux considéré. On suppose que les lasers 1 et 2 n'excitent que sur les transitions associées et que chacun des niveaux fondamentaux g_i (i=1,2) a une durée de vie radiative infinie.

en Λ donne lieu aux effets spectaculaires de résonance noire [105] ou encore de transparence électromagnétiquement induite [106]. Ces phénomènes sont basés sur l'interférence entre deux amplitudes de probabilités qui conduit au piégeage cohérent de population à la condition de résonance Raman entre les états non perturbés par le champ laser. Considérons tout d'abord un atome au repos. Le Hamiltonien décrivant l'état atomique interne s'écrit :

$$H_A = -\hbar\omega_{01}|g_1\rangle\langle g_1| - \hbar\omega_{02}|g_2\rangle\langle g_2| \tag{3.3}$$

On suppose par ailleurs une configuration de polarisation lin/lin qui conduit à une modulation spatiale de l'intensité des deux lasers [95]. Il existe donc deux réseaux associées aux deux fréquences, décalés spatialement d'une distance qu'on caractérise par un angle ϕ. Cette configuration a été largement étudiée théoriquement [102,103,107–109] et expérimentalement [104,110] il y a une vingtaine d'années. Nous nous contentons donc d'en décrire la physique qualitativement. L'interaction entre l'atome et les lasers s'écrit :

$$\begin{aligned} V_{AL} =& \hbar\Omega_1 \cos(k_1 z + \phi)(e^{-i\omega_1 t}|e\rangle\langle g_1| + h.c) \\ &+ \hbar\Omega_2 \cos(k_2 z)(e^{-i\omega_2 t}|e\rangle\langle g_2| + h.c) \end{aligned} \tag{3.4}$$

On passe dans le référentiel tournant en utilisant la transformation unitaire T(t) [111] :

$$T(t) = e^{-i\omega_1 t\,|g_1\rangle\langle g_1| - i\omega_2 t\,|g_2\rangle\langle g_2|} \tag{3.5}$$

Le hamiltonien du système s'écrit enfin :

$$\begin{aligned} H =& \hbar\delta_1|g_1\rangle\langle g_1| + \hbar\delta_2|g_2\rangle\langle g_2| \\ &+ \hbar\Omega_1\cos(k_1 z + \phi)(|e\rangle\langle g_1| + h.c) \\ &+ \hbar\Omega_2\cos(k_2 z)(|e\rangle\langle g_2| + h.c) \end{aligned} \tag{3.6}$$

La discussion qui suit reprend le raisonnement de [111] dans ses grandes lignes et l'adapte au problème considéré. Lorsque $\delta_1 = \delta_2 = \Delta$, il existe une combinaison linéaire des états $|g_1\rangle$ et $|g_2\rangle$ qui n'est pas couplée au champ lumineux. Celle-ci s'écrit :

$$|\psi_{NC}\rangle = \frac{1}{\Omega(z)}(\Omega_2(z)|g_1\rangle - \Omega_1(z)|g_2\rangle) \tag{3.7}$$

où $\Omega(z) = \sqrt{\Omega_1^2(z) + \Omega_2^2(z)}$, $\Omega_1(z) = \Omega_1\cos(k_1 z + \phi)$ et $\Omega_2(z) = \Omega_2\cos(k_2 z)$. En introduisant l'état couplé $|\psi_C\rangle$ orthogonal à $|\psi_{NC}\rangle$ et à $|e\rangle$

$$|\psi_C\rangle = \frac{1}{\Omega(z)}(\Omega_1(z)|g_1\rangle + \Omega_2(z)|g_2\rangle) \tag{3.8}$$

qui vérifie :

$$\langle e|V_{AL}|\psi_C\rangle = \hbar\Omega(z) \tag{3.9}$$

on forme une nouvelle base $\{|\psi_{NC}\rangle, |\psi_C\rangle, |e\rangle\}$ pour décrire le système. Les éléments diagonaux de H dans ces deux états sont données par :

$$\begin{cases} \hbar\delta_{NC} = \hbar\delta_1\left(\dfrac{\Omega_2(z)}{\Omega(z)}\right)^2 + \hbar\delta_2\left(\dfrac{\Omega_1(z)}{\Omega(z)}\right)^2 \\ \hbar\delta_C = \hbar\delta_1\left(\dfrac{\Omega_1(z)}{\Omega(z)}\right)^2 + \hbar\delta_2\left(\dfrac{\Omega_2(z)}{\Omega(z)}\right)^2 \end{cases} \tag{3.10}$$

qui sont égaux si $\delta_1 = \delta_2$. L'état $|\psi_{NC}\rangle$ est par ailleurs un état piège à la résonance Raman pour un atome de vitesse nulle car :

$$\begin{cases} V_{AL}|\psi_{NC}\rangle = 0 \\ \langle\psi_C|H|\psi_{NC}\rangle = \hbar(\delta_1 - \delta_2)\dfrac{\Omega_1(z)\Omega_2(z)}{\Omega^2(z)} = 0 \end{cases} \tag{3.11}$$

Si les atomes sont pompés suffisamment rapidement vers l'état non couplé cette base doit être bien adaptée pour comprendre les mécanismes physique

en jeu à la résonance Raman. Par ailleurs, une tentative naive de modèle Sisyphe dans la base $\{|g_1\rangle, |g_2\rangle\}$ négligeant les cohérences entre ces deux sous-niveaux conduirait à des conclusions erronées [112, 113]. En effet ces cohérences conduisent à une force non nulle qui doit être prise en compte pour rendre compte du refroidissement [108, 113].

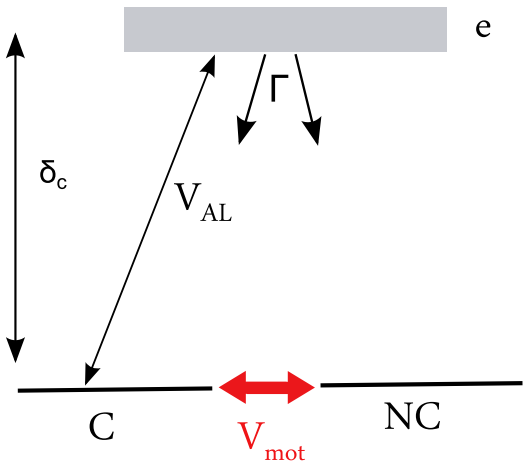


FIGURE 3.6 – Nouvelle base à la résonance Raman. Pour un atome en mouvement il existe un couplage motionnel entre les deux états $|\psi_{NC}\rangle$ et $|\psi_C\rangle$ proportionnel à sa vitesse.

Dans un modèle semi-classique, en considérant maintenant le mouvement atomique, cet état non couplé n'est plus un état piège à vitesse $\mathbf{v}$ non nulle. En effet, dans le référentiel propre de l'atome, les états de base évoluent à une vitesse angulaire proportionnelle à kv où $k = k_1 \simeq k_2$ si $z = vt$. Il en résulte un couplage motionel V_{mot} qui s'écrit [114, 115] :

$$\frac{V_{mot}}{i\hbar} = -\langle\psi_C|\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}|\psi_{NC}\rangle = -v\,\langle\psi_C|\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}|\psi_{NC}\rangle = kv\sin(\phi)\frac{\Omega_1(z)\,\Omega_2(z)}{\Omega^2(z)} \quad (3.12)$$

Le mouvement de l'atome déstabilise donc $|\psi_{NC}\rangle$ et des transitions Raman spontanées deviennent possibles. La force du couplage entre les deux états dépend de la vitesse de l'atome et est d'autant plus faible qu'il est lent.

Considérons dans un premier temps l'effet du couplage de $|\psi_C\rangle$ à $|e\rangle$. Il entraine en perturbation un décalage en énergie de $|\psi_C\rangle$ ainsi qu'un transfert d'instabilité de $|e\rangle$ qui s'écrivent :

$$\begin{cases} \hbar\tilde{\delta}_c = \hbar\delta_C\dfrac{\Omega^2(z)}{\delta_C^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \\ \tilde{\Gamma}_c = \Gamma\dfrac{\Omega^2(z)}{\delta_C^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \end{cases} \quad (3.13)$$

Les deux états associés sont un état $|\tilde{e}\rangle$ très proche de $|e\rangle$ et un état $|\tilde{\psi}_C\rangle$. L'énergie de ce dernier varie spatialement selon $\hbar\tilde{\delta}_C$ et il a acquis une durée de vie finie $\tilde{\Gamma}_C$. Nous sommes donc maintenant en mesure de considérer l'effet du couplage motionnel dans la multiplicité $|\psi_{NC}\rangle$, $|\tilde{\psi}_C\rangle$ représentée sur la figure 3.7. Un atome dans l'état $|\psi_{NC}\rangle$ se déplaçant à une vitesse v est couplé de

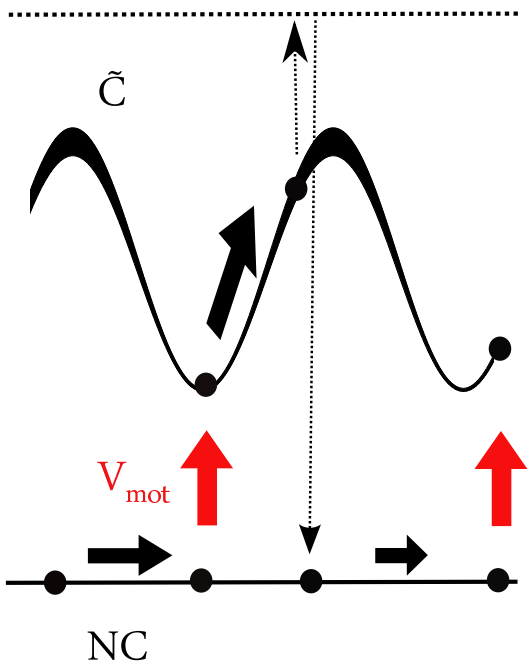


FIGURE 3.7 – Mécanisme Sisyphe dans les mélasses grises. Le couplage motionnel est efficace aux niveau des minimas de $\tilde{\delta}_c$.

manière préférentielle à $|\tilde{\psi}_C\rangle$ là où l'écart en énergie entre les deux niveaux est le plus faible, c'est à dire au niveau des minimas de $\hbar\tilde{\delta}_c$. Or un atome dans $|\tilde{\psi}_C\rangle$ est dépompé préférentiellement au niveau des maximas où $\tilde{\Gamma}_c$ prend la valeur la plus grande : c'est la physique de l'effet Sisyphe qui permet de refroidir le nuage. La subtilité de cette méthode tient au fait que les atomes s'accumulent dans un état faiblement couplé au champ lumineux diminuant ainsi le taux de diffusion par rapport à une mélasse rouge classique.

3.2.2 Discussion

A partir de ces résultats nous sommes en mesure de déterminer, pour un rapport de puissance donné $(\Omega_1/\Omega_2)^2$ où doit se situer le point de fonctionnement du système dans le plan (δ_1, δ_2) pour observer un refroidissement du nuage. Prenons pour commencer la discussion $\Omega_1 \ll \Omega_2$.

Un argument heuristique consiste à dire que pour que la mélasse fonctionne efficacement il faut que l'énergie de l'état $|\tilde{\psi}_C\rangle$ soit supérieure à celle de $|\psi_{NC}\rangle$ en moyenne. Ceci se traduit d'après les équations 3.10 et 3.13 par :

$$\left\{ \begin{array}{c} \langle\, \delta_C + \tilde{\delta}_C - \delta_{NC} \,\rangle \geq \langle\, \tilde{\delta}_C \,\rangle \\ \Longleftrightarrow \langle\, (\delta_1 - \delta_2)\, \left(\Omega_1^2(z) - \Omega_2^2(z)\right) \,\rangle \geq 0 \end{array} \right. \tag{3.14}$$

où la notation $< ... >$ représente la moyenne sur une période du réseau. Par ailleurs il faut que les maximas en énergie de l'état $|\tilde{\psi}_C\rangle$ soient instables pour avoir un refroidissement efficace. Ceci se traduit par $\delta_2 > 0$. Cette situation conduit à un refroidissement dans la partie bleue de la figure 3.8. D'après

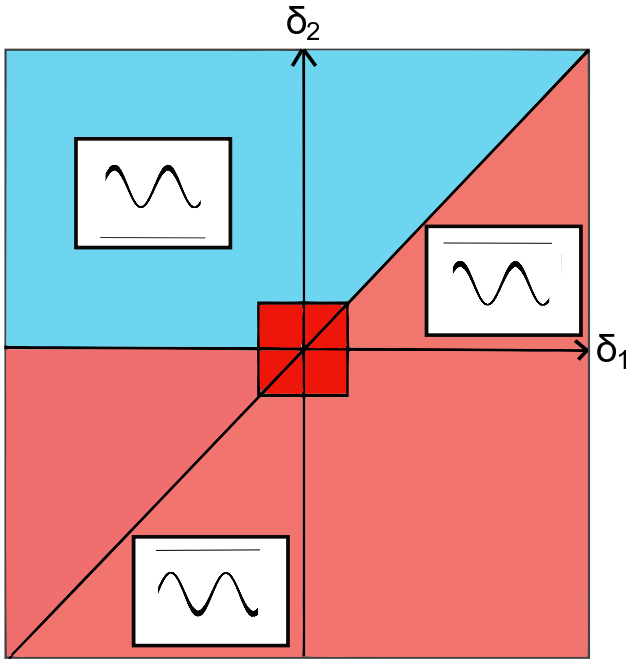


FIGURE 3.8 – Diagramme de fonctionnement d'une mélasse grise pour $\Omega_1 \ll \Omega_2$. La plage sur laquelle existe un mécanisme Sisyphe est représentée en bleu, on prédit en revanche un chauffage ou l'absence de refroidissement dans les régions roses. La position relative des états couplés et non couplés est représentée schématiquement dans les encadrés. L'exclusion de la partie rouge traduit schématiquement l'absence de force dipolaire à résonance.

l'équation 3.14 on peut facilement se convaincre que l'inversion du rapport $(\Omega_1/\Omega_2)^2$ se traduit par une réflexion par rapport à la droite $\delta_1 = \delta_2$. Muni de ces résultats nous sommes en mesure d'aborder la réalisation expérimentale de cette mélasse grise sur le ^{39}K.

3.3 Mélasse grise sur la raie D1 du ^{39}K

3.3.1 Configuration expérimentale

Nous avons mis en oeuvre cette technique en utilisant la raie D1 du ^{39}K (voir fig 3.9). On remarque d'abord que, dans une configuration tridimensionnelle, ce système n'est surement pas un système à trois niveaux comme décrit précédemment. Cependant si on désaccorde un laser dans le bleu d'une transition $J \to J-1$ ou $J \to J$ comme la transition $|F=2\rangle \to |F'=2\rangle$ il existe toujours un état noir, combinaison linéaire des sous niveaux Zeeman, quelle que soit la polarisation du champ [96]. Par ailleurs ce système n'étant pas fermé nous devons utiliser un laser repompeur sur la transition $|F=1\rangle \to |F'=2\rangle$. L'utilisation de ce deuxième laser ajoute encore à la complexité du système car on peut aussi former au voisinage de la condition Raman $\delta_{1C} = \delta_{1R}$ de nouveaux états noirs qui seront combinaisons linéaires des sous niveaux Zeeman des deux niveaux hyperfins fondamentaux. On dispose donc de deux structures en Λ généralisées conduisant à l'existence d'états noirs dans notre système expérimental.

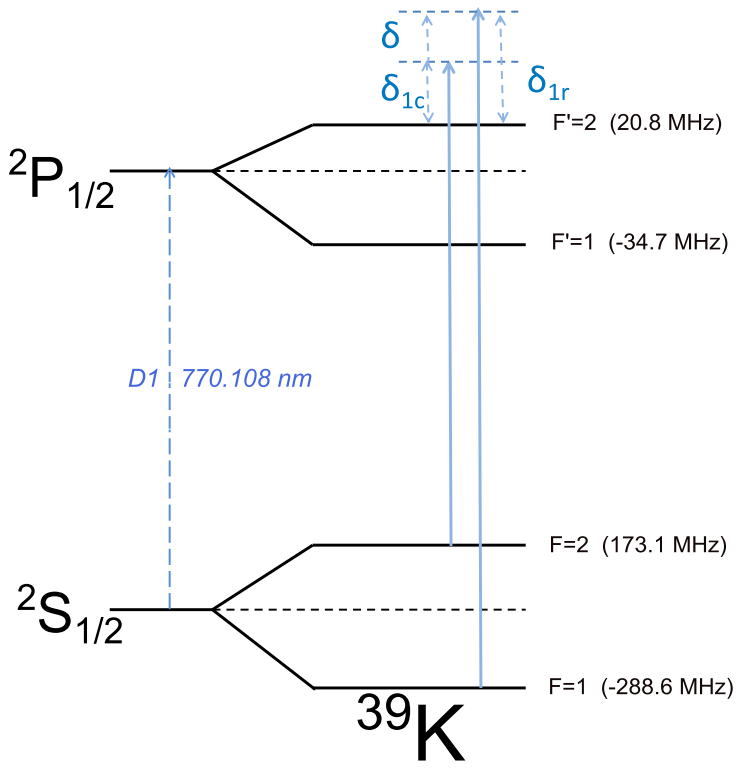


FIGURE 3.9 – Niveaux et notations utilisées pour la mélasse D1.

La fréquence du laser repompeur est produite via un modulateur électro-optique Qubig conduisant à un désaccord δ par rapport à la condition de résonance Raman. Pour éviter d'avoir à disposer un nouveau système de faisceaux autour de l'expérience nous avons décidé d'utiliser les mêmes coupleurs que ceux des faisceaux MOT. La lumière D1 est recombinée avec la lumière D2 sur un filtre interférentiel Radiant Dyes utilisé en transmission pour une longueur d'onde et en réflexion pour l'autre. Il est situé devant la fibre d'entrée du splitter Schäfter-Kirchoff 2×6 utilisée pour la lumière MOT. Ce dernier peut transmettre selon son orientation des longueurs d'ondes entre 761 et 783 nm et sa largeur totale à mi-hauteur est de 0.4 nm. On observe sur notre montage environ 10% de pertes en puissance. Cette technique nous permet d'injecter la lumière D1 et D2, dont la différence de longueur d'onde est de 3 nm, avec la même polarisation dans la fibre.

Dès la fin du MOT comprimé, le champ magnétique quadrupolaire et la lumière sur la raie D2 sont coupés. Les lasers sur la raie D1 sont allumés à pleine puissance aux désaccords qu'ils garderont pendant toute la phase de mélasse. La puissance totale est, elle, réduite linéairement pendant 25 ms. La température est mesurée par la méthode de temps de vol [116].

3.3.2 Résultats

L'intensité I_{1c}/I_{tot} a été variée sur les intervalles [0,0.3] et [0.7,1] en raison de l'utilisation du modulateur électro-optique. En effet nous sommes en mesure d'obtenir au maximum un facteur trois en puissance entre la porteuse et les bandes latérales. Nous pouvons en revanche décider sur quelle transition nous utilisons le plus de puissance. Dans cette gamme de paramètres l'optimal se situe à 0.7 et tous les résultats présentés dans la suite correspondent à cette situation. Par ailleurs c'est aussi à cette valeur que le groupe indien, qui peut faire varier à souhait ce ratio entre 0 et 1, a trouvé un fonctionnement optimal [117].

Dépendance avec le désaccord global Δ

Plaçons nous tout d'abord à la résonance Raman et intéressons nous à la dépendance de la température finale avec le désaccord global $\Delta = \delta_{1C} = \delta_{1R}$. On observe sur la figure 3.10 que le refroidissement est optimal sur une large plage dans le bleu de la transition. Ceci semble favorable pour le chargement direct d'un piège optique à 1550 nm car le décalage lumineux induit par celui-ci désaccorde les lasers vers le bleu. Le chauffage à $\Delta = 0$ est attribué à la résonance $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ et celui à $-9.5\,\Gamma$ à $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$. En revanche on observe toujours un refroidissement entre

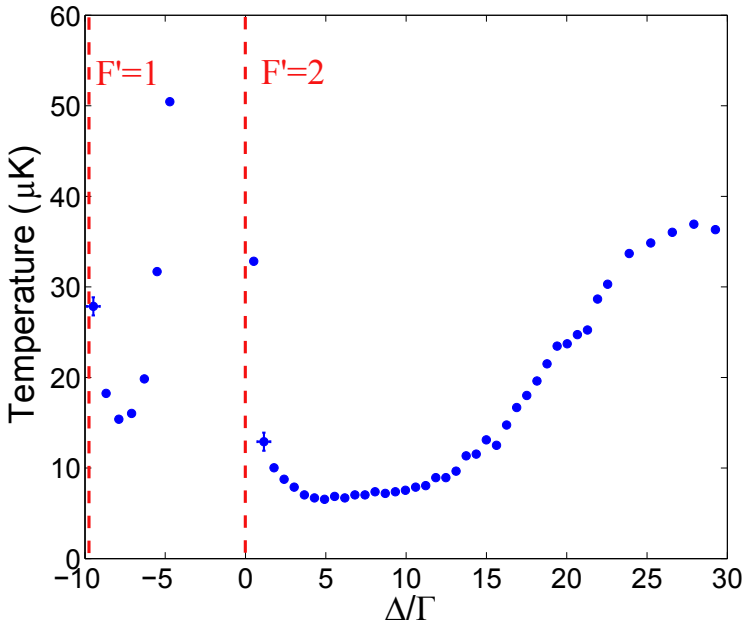


FIGURE 3.10 – Dépendance de la température à la résonance Raman avec le désaccord global des lasers.

ces deux pics qui semble contredire le diagramme de fonctionnement décrit précédemment. Il n'en est rien si on prend en compte l'existence du niveau $|F' = 1\rangle$. En effet on peut attribuer ce refroidissement à un mécanisme de mélasse grise où l'état excité est $|F' = 1\rangle$. En optimisant les paramètres de la mélasse pour minimiser la température dans cette région nous avons atteint une dispersion en vitesse correspondant à $8\,\mu$K. Cette dernière valeur est très proche des $6\,\mu$K optimaux obtenus dans le bleu des deux niveaux. Cependant la dépendance avec Δ est plus marquée et on préfèrera travailler dans la région $[2\,\Gamma,\ 10\,\Gamma]$.

Dépendance avec l'intensité lumineuse

Nous avons ensuite étudié la dépendance de la température finale avec la puissance laser. En présence d'un mécanisme Sisyphe la température atteinte est une fraction de la profondeur des puits de potentiels lumineux dans une vision du type atome habillé. Cette dernière variant linéairement avec l'intensité on s'attend à ce qu'il en soit de même pour T. C'est bien ce qu'on observe sur la figure 3.11. Par ailleurs nous capturons presque 100% des atomes avec seulement quelques intensité de saturation initialement ce qui est à contras-

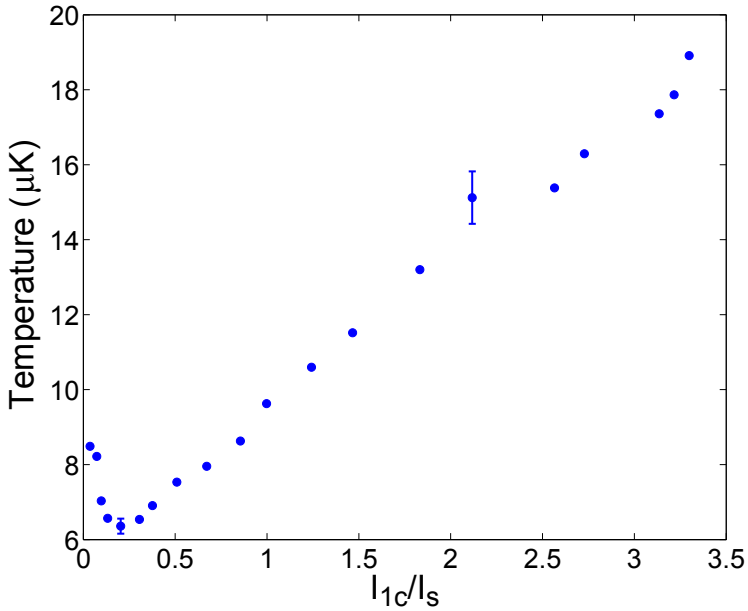


FIGURE 3.11 – Dépendance de la température avec la puissance optique finale.

ter avec les expériences menées sur le ^{40}K ou le ^{7}Li. Nous interprétons ce résultat par une plus petite température initiale obtenue grâce au CMOT hybride qui permet d'avoir une distribution en vitesse initiale dans la plage de capture du processus initialement estimée autour du mK.

Dépendance avec le désaccord δ à la condition Raman

Enfin nous avons étudié la dépendance avec le désaccord $\delta = \delta_{1R} - \delta_{1C}$ à la condition Raman. Celle-ci révèle la physique à l'oeuvre à l'approche des plus basses températures obtenues. Nous allons discuter quatre plages de désaccord et les comparer aux prévisions du modèle simplifié à trois niveaux.

- **Désaccord** $\delta < 0$:
  On observe tout d'abord que loin de la condition Raman du côté $\delta < 0$ la température minimale est stationnaire autour de $25\,\mu$K. Nous attribuons cette température à un processus de mélasses grises mettant en jeu les sous niveau Zeeman de l'état $|F = 2\rangle$. Dans ce cas la condition de résonance Raman pour cette structure en Λ généralisée est vérifiée par construction en champ nul. Les états noirs sont des combinaisons linéaires de ces niveaux Zeeman et le refroidissement Sisyphe a lieu en

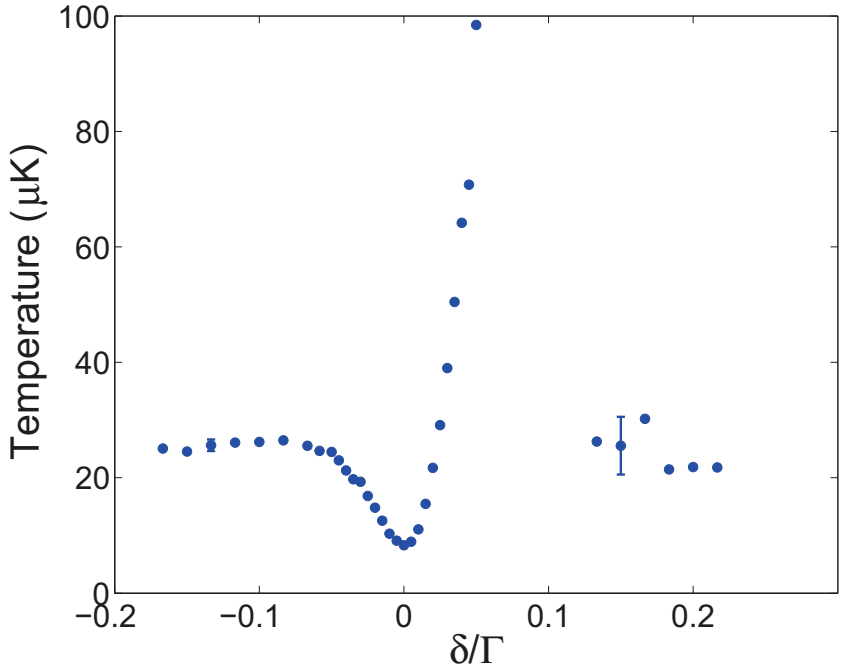


FIGURE 3.12 – Dépendance de la température avec le désaccord à la condition Raman.

raison d'un gradient de polarisation dans notre configuration $\sigma+/\sigma-$ à trois dimensions. C'est d'ailleurs dans ce type de configuration que les mélasses grises ont été étudiées initialement [96, 102–104].

- **Désaccord $\delta \sim 0$, minimum de température**
  La figure 3.12 montre des variations rapides de la température avec δ autour du désaccord nul. Le minimum de T à $\delta = 0$ a été observé et interprété pour la première fois sur le Lithium [95]. Il résulte d'un deuxième système en Λ mettant en jeu la structure hyperfine. Il apparait en effet à désaccord δ nul de nouveaux états noirs combinaison linéaires des sous niveaux Zeeman des niveaux hyperfins $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$. Ce processus permet d'obtenir une température entre trois et quatre fois plus faible que lorsque les lasers ne sont pas à la résonance Raman.
- **Désaccord $\delta \sim 0.05\,\Gamma$, chauffage** :
  Vers δ légèrement positif on observe un processus de chauffage. Ce dernier se comprend simplement d'après le modèle à trois niveaux. En effet nous avons $(\Omega_2^2 \Leftrightarrow)\ \Omega_{1C}^2 \sim 3\Omega_{1R}^2$ et $\delta_{1R} > \delta_{1C}$. D'après le diagramme de fonctionnement (voir figure 3.8), c'est bien du côté $\delta < 0$ qu'on attend

un refroidissement. En revanche du côté $\delta > 0$ on attend un chauffage qui sera maximal quand les sommets du potentiel dans l'état instable coïncident avec l'état faiblement couplé. Par ailleurs nous sommes aussi capable de comprendre un phénomène observé dans un groupe indien travaillant sur des mélasses grises avec le même atome [117]. Ils ont remarqué qu'en échangeant les rôles du laser de refroidissement et repompeurs, à puissance totale égale, le pic de chauffage apparait alors du côté $\delta < 0$: la courbe est obtenue par symétrie par rapport au plan $\delta = 0$. C'est bien ce qui est attendu car dans le cas où $3\Omega_{1C}^2 \sim \Omega_{1R}^2$ il faut $\delta > 0$ pour vérifier le critère de refroidissement.

- **Désaccord** $\delta > 0.1\,\Gamma$:

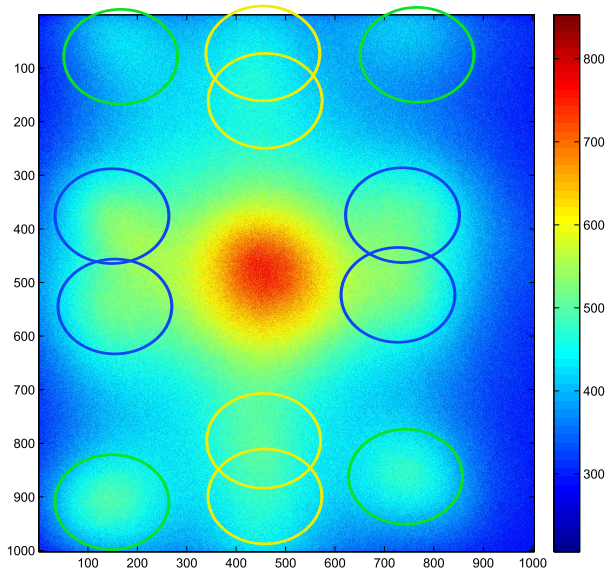


FIGURE 3.13 – Nuage après 12 ms de temps de vol pour $\delta = 0.15 \times \Gamma$. Les groupements d'atomes par couleurs correspondent à ceux de la figure 3.14

Le côté δ très positif est aussi intéressant mais plus complexe. En effet deux processus sont en compétition : les mélasses grises impliquant les sous niveaux Zeeman de $|F = 2\rangle$ seulement tendent à refroidir le nuage mais le système en Λ dû au repompeur à tendance à accélérer les atomes. On observe sur la figure 3.13 prise après 12 ms de temps de vol qu'une fraction d'environ 25% des atomes est refroidie aux alentours de $25\,\mu$K, une température en accord avec celle du côté $\delta \ll 0$ qui appuie notre interprétation. Par ailleurs on remarque aussi

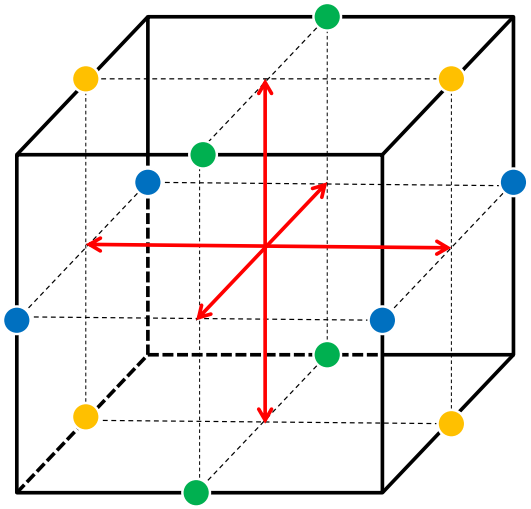


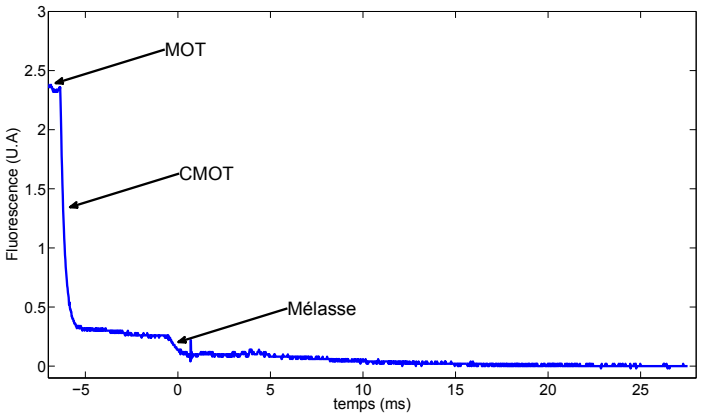
FIGURE 3.14 – Attracteurs dans l'espace des moments. Les flèches rouges représentent les différents vecteurs d'onde laser. Les points colorés correspondent aux vitesses pour lesquelles la condition de résonance Raman est vérifiée si des réseaux sont présents.

des groupements d'atomes qui sortent du nuage central mais dont la dispersion en vitesse est faible. Ces nuages correspondent en fait à des vitesses pour lesquelles la condition Raman $(\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2)\mathbf{v}=\delta$ est vérifiée. On s'attend donc à observer une vitesse proportionnelle à δ. Nous l'avons vérifié expérimentalement. On peut aussi noter qu'on ne voit pas ces groupements selon les axes des faisceaux (vecteurs rouges sur la figure 3.14). Ceci peut être expliqué par la polarisation du champ : il n'y a pas d'interférences entre deux faisceaux contrapropageants donc pas de réseaux. Le refroidissement est donc bien dû à deux faisceaux perpendiculaires. Par ailleurs le fait que la dispersion en vitesse de ces groupes soit faible résulte du mécanisme de refroidissement mettant en jeu les cohérences hyperfines discuté précédemment, soulignant ainsi leur importance dans le refroidissement observé à $\delta = 0$.

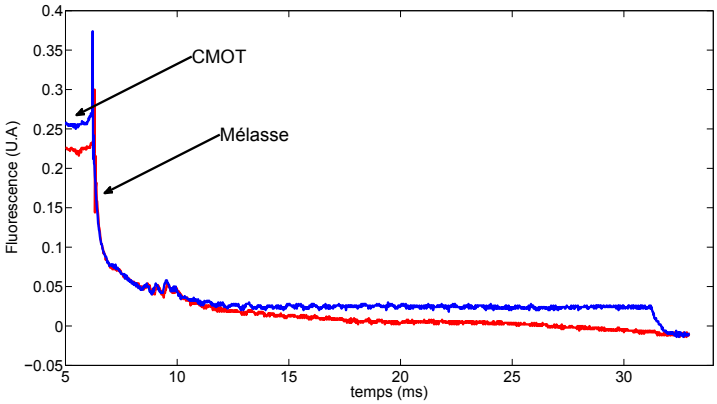
Fluorescence, dynamique du refroidissement

Nous avons mesuré la fluorescence du nuage pour différentes configurations. Les résultats sont rapportés sur la figure 3.15. On observe une chute

brutale d'un facteur ~ 3 de la fluorescence dans un temps inférieur à la ms entre le CMOT et la mélasse. On a par ailleurs représenté en bleu sur la courbe (b) de 3.15 la fluorescence en gardant la puissance constante durant la mélasse. La première baisse est commune aux deux situations alors que la fluorescence baisse naturellement plus lorsque la puissance laser est diminuée au cours de la mélasse. Nous avons pris soin de vérifier qu'aucune de ces



(a)



(b)

FIGURE 3.15 – (a) Fluorescence du nuage entre la fin du MOT et la fin de la mélasse. Le premier palier correspond au mot comprimé tandis que la dernière décroissance est celle de la mélasse. (b) Fluorescence de la mélasse avec réduction de la puissance laser au cours du temps en rouge et à puissance constante en bleu.

baisses n'est due à une perte d'atomes.

En raison de champs magnétiques transitoires associés à la coupure brutale du champ quadrupolaire (en 1 ms), le temps total de mélasse est déterminé par leur décroissance. Pour étudier la dynamique du refroidissement nous avons donc chargé un piège dipolaire pour piéger les atomes durant le temps nécessaire à la coupure du champ. Nous appliquons les faisceaux de mélasse 100 μs après avoir coupé le piège optique. La baisse de la tempéra-

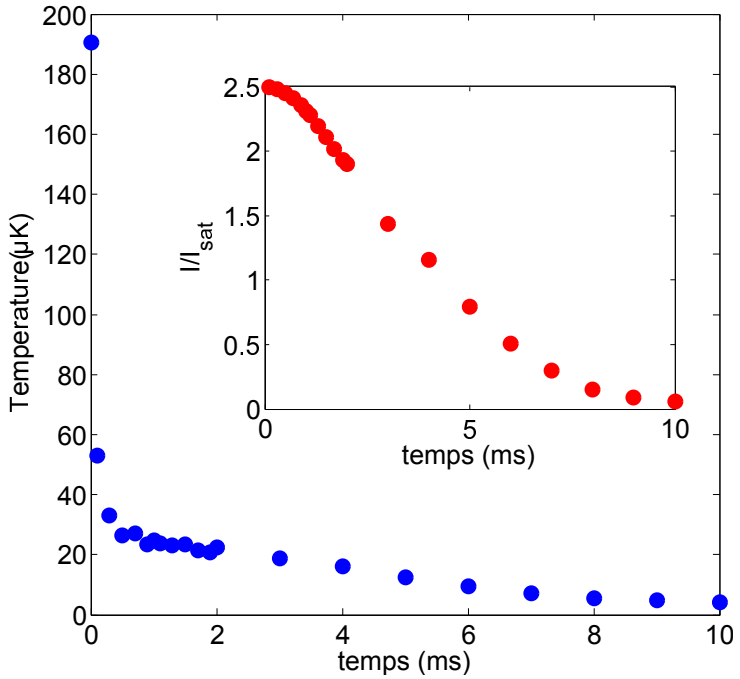


FIGURE 3.16 – Décroissance de la température au cours de la mélasse. En insert on a représenté la variation de la puissance laser en fonction du temps.

ture au cours du temps est rapportée sur la figure 3.16. On remarque d'abord une chute brutale de la température qui diminue 190 μK à 53 μK en 100 μs. Il s'en suit une décroissance plus lente d'un facteur 10 sur environ 10 ms. La seconde dynamique est liée à la baisse de la puissance laser, en accord avec $T \propto I$ pour une mélasse.

Observations complémentaires

- Nous avons observé une grande sensibilité de la température finale avec le champ magnétique résiduel. Celle-ci est évaluée à 300±100 μK/G^2.
- La température la plus basse obtenue est de 3 μK en partant d'un nuage très peu dense. Nous avons observé une dépendance de la température de la mélasse avec la densité d'environ 0.3 μK/10^{10} cm^{-3}. Cette dépen-

dance est sensiblement la même que celle obtenue dans une mélasse grise avec du Césium [104].

3.3.3 Paramètres optimaux

Les paramètres optimaux pour la mélasse sont récapitulés dans le tableau 3.2. Notons que le temps de celle-ci est essentiellement limité par des courants induits à la coupure du quadrupole. Dans la situation où il n'y a pas de champs résiduel la température minimale est atteinte en 4 ms environ.

t (ms)	δ_{1C}/Γ	I_{1C}/I_S	δ_{1R}/Γ	I_{1R}/I_S	N (10^9)	T (μK)	n (cm^{-3})
21	3.5	3.5 à 0.2	3.5	1.2 à 0.07	2	6	2×10^{11}

TABLE 3.2 – Paramètres expérimentaux optimaux pour les mélasses grises. $\Gamma = 2\pi \times 6\,\mathrm{MHz}$ est la largeur de l'état excité, $I_S = 1.75\,\mathrm{mW.cm^{-2}}$ est l'intensité de saturation. Les intensités sont données au centre de chacun des faisceaux. Nous rapportons le temps t, le nombre d'atomes N, la température T et la densité n.

En fin de mélasse on coupe le repompeur pendant 0.5 ms pour dépomper les atomes vers l'état $|F = 1\rangle$.

3.3.4 Température minimale

La détermination de la température minimale que l'on peut atteindre avec cette méthode est une question ouverte. En présence de piégeage cohérent de population sélectif en vitesse (VSCPT) on peut espérer observer des températures subrecul [101]. Malheureusement nous n'avons pas obtenus de résultats dans ce sens. Dans le bleu de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ ce n'est pas étonnant car il n'y a pas d'état piège à vitesse nulle. En revanche sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$ un tel état existe. Plusieurs raisons peuvent être avancées pour expliquer l'absence de refroidissement subrecul. En effet, contrairement à l'hélium, la proximité de $|F' = 2\rangle$ est à l'origine d'un couplage non résonant et rend donc cet état instable. Enfin il n'est pas certain que la haute densité du nuage permette de peupler un tel état piège en raison de diffusions multiples.

3.4 Bilan comparatif mélasses rouges/grises

Cette mélasse grise représente un outil important pour refroidir des atomes pour lesquels les processus habituels sont inopérants. Notons par ailleurs que

ce refroidissement pour un système en Λ n'est pas basé sur un gradient de polarisation mais d'intensité et donc ne nécessite pas de structure Zeeman particulière.

Les deux paramètres importants dans l'optique de charger un piège dipolaire sont la densité du nuage et sa température. De ce point de vue la mélasse grise est bien plus intéressante qu'une mélasse rouge car sa température minimale est 5 à 6 fois plus basse pour du ^{39}K. Par ailleurs, l'utilisation de cette lumière sur la raie D1 lors de la phase précédente de compression (CMOT) conduit à une densité trois fois plus élevée.

Si la mélasse sur la raie D2 du ^{39}K demande moins de matériel car on utilise les faisceaux MOT, la température de la mélasse rouge dépend fortement de la puissance du laser repompeur ce qui la rend peu stable dans le temps. Par ailleurs, dans l'optique de charger un piège dipolaire, le décalage lumineux induit par ce dernier affecte les désaccords des lasers et donc le processus de refroidissement. En conséquence les fréquences des lasers devront être optimisées a chaque changement de piège (profondeur, waist...).

En revanche, bien que plus couteuse en matériel, la température de la mélasse D1 est elle plus stable. Par ailleurs le décalage lumineux induit par un piège dipolaire à 1550 nm augmente le désaccord global Δ ce qui n'a que peu d'influence sur la dispersion en vitesse finale d'après la figure 3.10. Par contre il n'affecte heureusement pas le désaccord Raman.

Finalement, malgré sa complexité, la mélasse grise semble bien plus adaptée au chargement direct d'un piège dipolaire dans la perspective d'atteindre la condensation de Bose Einstein de manière toute optique. Le tableau 3.3 résume les avantages et inconvénients des deux méthodes sur notre expérience.

mélasse	stabilité	complexité	T(μK)	n (cm^{-3})
D1	+	-	6	2×10^{11}
D2	-	+	35	4×10^{10}

TABLE 3.3 – Comparaison des performances des deux types de mélasses sur notre expérience

CHAPITRE 4

Condensation de Bose-Einstein

Nous rapportons dans ce chapitre le chargement direct d'un piège dipolaire a partir d'une mélasse grise et la production d'un condensat de Bose Einstein au voisinage d'une résonance de Feshbach [9]. Nous présentons dans un premier temps le chargement du piège. La densité dans celui-ci étant faible il est nécessaire pour obtenir un taux de collisions raisonable de comprimer le nuage. Nous montrons qu'il est alors primordial d'évaporer au voisinage d'une résonance de Feshbach en raison des propriétés de collisions désavantageuses du ^{39}K à champ magnétique nul. Pour comprendre simplement la dynamique du refroidissement évaporatif nous trions les états de spins pour obtenir un nuage polarisé. L'évaporation jusqu'au seuil de condensation est ensuite décrite. L'expansion d'un condensat est enfin étudiée dans le crossover dimensionnel 1D-3D en faisant varier les interactions. Celle-ci permet de confirmer la calibration du nombre d'atomes obtenue via la température critique de condensation.

4.1 Chargement direct d'un piège dipolaire à partir d'une mélasse grise

Nous décrivons ici le chargement du piège dipolaire large à partir de la mélasse grise. L'obtention d'un nuage dense à 6 μK après le refroidissement sub-Doppler permet d'envisager l'utilisation d'un piège large, de faible profondeur pour maximiser le nombre d'atomes chargés.

4.1.1 Banc optique

Nous utilisons un laser fibré IPG ELR-30-1550-LP à 1550 nm, de puissance 30W, dont le waist de sortie est de 500 μm. Après diffraction par un modulateur acousto optique, modèle AA MQ40-A2-L1560-WSc refroidi à l'eau, nous disposons de 22 W pour piéger les atomes. Un télescope (+100mm×-75mm) est situé 0.8 m avant la lentille de 297 mm servant à focaliser le laser sur les atomes (voir figure 4.1). Cette configuration nous permet de faire varier simplement le waist du laser au niveau des atomes pour optimiser le chargement.

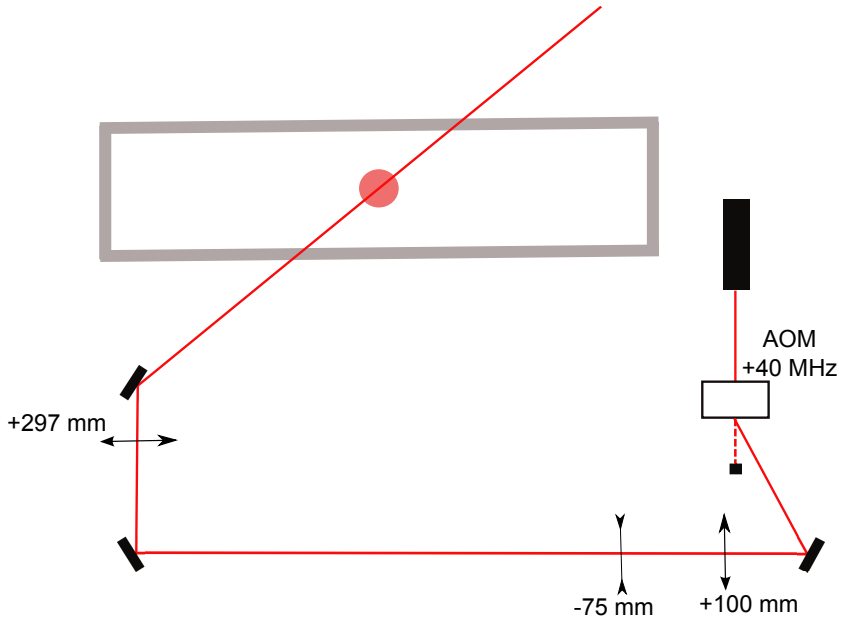


FIGURE 4.1 – Mise en forme et focalisation du piège dipolaire large sur la mélasse.

4.1.2 Dynamique du chargement

La séquence expérimentale est la suivante : le piège est allumé à pleine puissance dès le début des mélasses. Le nombre d'atomes est mesuré après temps de vol après 50 ms de tenue du piège optique pour laisser le temps à la mélasse de tomber. Nous avons dans un premier temps observé la dynamique du chargement. Quelle que soit la profondeur du piège optique sur la plage explorée, l'optimum de chargement a lieu lorsque le désaccord global Δ ainsi que le désaccord Raman δ ont les valeurs conduisant à la meilleure mélasse sans lumière à 1550 nm. Ceci n'est pas étonnant car le déplacement lumineux

est faible et correspond à un décalage de la résonance de l'ordre de Γ. Par ailleurs on s'attend à ce que la mélasse grise soit robuste car le déplacement lumineux à tendance à augmenter Δ vers le bleu et n'affecte pas le désaccord Raman δ. Ceci est à comparer aux mélasses rouges pour lesquelles il est courant de compenser un déplacement lumineux différentiel pour optimiser le chargement d'un piège dipolaire [118, 119]. C'est encore plus contraignant si elle est proche de résonance comme c'est le cas de la méthode italienne. Par ailleurs le nombre d'atomes chargé croit pendant un temps de l'ordre de l'inverse de la fréquence radiale du piège puis sature. Ceci tend à prouver que les mélasses sont proches d'être limitées par densité : il est inutile d'avoir un recouvrement temporel plus long de la mélasse et du piège pour charger plus d'atomes. Expérimentalement nous travaillons avec un waist de 150 μm. Ceci correspond à une profondeur U_1 de $k_B \times 40\,\mu$K, soit sept fois la température de la mélasse.

Un modèle pour le chargement

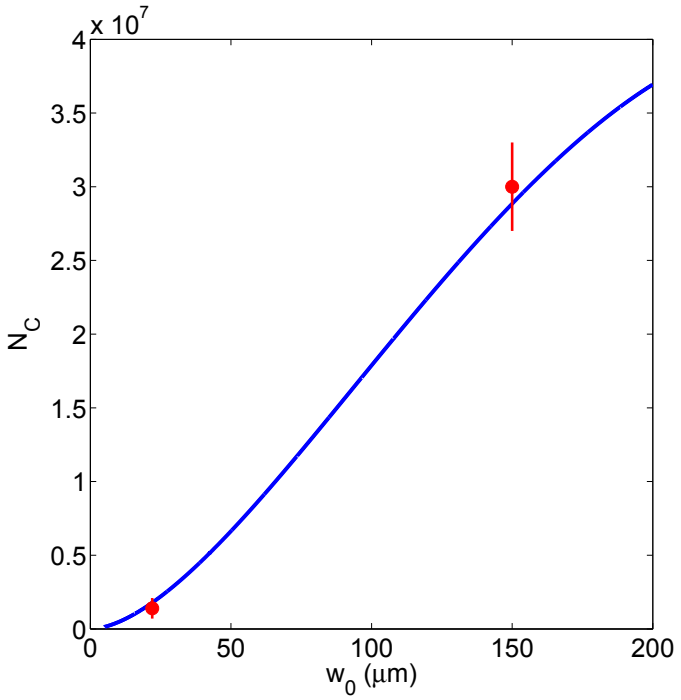


FIGURE 4.2 – Nombre d'atomes N_C chargés expérimentalement (en rouge) pour des waists de 22 et 150 μm. La courbe bleue est le résultat donné par l'équation 4.2.

Nous pouvons estimer le nombre d'atomes chargés en remarquant que la mélasse est limitée par densité. En effet, en négligeant la gravité, on peut grossièrement dire que les atomes effectivement chargés sont ceux compris dans un cylindre dont le rayon ρ est défini par $U^{opt}(\rho,0)\hat{=}-k_BT$ où $U^{opt}(r,0)=-U_1^{opt}\exp\left(-\frac{2\,r^2}{w_0^2}\right)$. On trouve donc :

$$\rho^2=\frac{w_0^2}{2}\ln\left(\frac{U_1^{opt}}{k_BT}\right) \tag{4.1}$$

Si N_C dénote le nombre d'atomes chargés, pour une mélasse limitée par densité de taille gaussienne σ à $1/\sqrt{e}$ contenant N atomes nous trouvons :

$$N_C=\frac{N}{2}\left(\frac{\rho}{\sigma}\right)^2. \tag{4.2}$$

En pratique nous mesurons un nombre d'atomes piégés de 3×10^7, en bon accord avec cette vision très simplifié du chargement (voir figure 4.2). Par ailleurs nous avons tenté d'utiliser des waists plus petits et ce modèle très simpliste s'est avéré prédire correctement l'efficacité du chargement. Nous anticipons donc que l'utilisation d'une plus grande puissance de piégeage, les lasers de 50 à 100 W étant relativement courants, conduirait à un nombre d'atomes piégés encore bien plus important sans difficultés particulières. On pourrait aussi songer à utiliser un waist plus grand sur notre expérience mais la profondeur commencerait à baisser fortement en raison de la gravité. Les caractéristiques de ce piège sont résumées dans le tableau 4.1.

$\lambda\,(nm)$	$P\,(W)$	$w_0\,(\mu m)$	$U_1\,(\mu K)$	$f_\perp\,(Hz)$	$f_\parallel\,(Hz)$	$\sigma\,(mm)$
1550	22	150	40	220	4	1

TABLE 4.1 – Paramètres du piège optique large. On rapporte la longueur d'onde utilisée λ, sa puissance optique P, son waist w_0, sa profondeur U_1, et ses fréquences radiales et longitudinale $f_\perp$ et $f_\parallel$ ainsi que la taille de la mélasse σ.

Dans ce piège, même en ajoutant un confinement longitudinal optique ou magnétique, il est hors de propos de tenter une évaporation car les basses fréquences d'oscillation conduisent à un taux de collisions trop faible estimé en champ nul autour de $1\,s^{-1}$. Nous cherchons donc à comprimer ce nuage avant d'entamer un refroidissement évaporatif. Cette compression est assurée par le transfert du nuage dans un piège optique plus confinant. Cependant cette étape conduit à une élévation de température et il faut alors tenir compte des propriétés de collisions particulières du ^{39}K décrites ci-dessous.

4.2 Propriétés de collisions du ^{39}K

4.2.1 Collisions à basse énergie

A basse température la diffusion d'un boson sur un autre est isotrope : ils collisionnent essentiellement dans l'onde s. On peut donc décrire les interactions via un seul paramètre, la longueur de diffusion a dans l'onde s définie par [120] :

$$\lim_{k\to 0} f_{\mathbf{k}} = \lim_{k\to 0} \frac{\delta_0(k)}{k} = -a \tag{4.3}$$

où $f_{\mathbf{k}}$ est l'amplitude de diffusion et δ_0 le déphasage dans l'onde s. Un aspect remarquable du domaine des atomes froids est la possibilité, pour certaines espèces, de pouvoir contrôler finement les interactions entre atomes via l'utilisation de résonances de Feshbach. Le principe de ces résonances de diffusion est décrit sur la figure 4.3. Lorsque l'énergie d'un état lié dans un canal fermé coincide avec l'énergie de collision on observe des variations résonantes de la longueur de diffusion. Ce résultat est bien connu en physique atomique lorsqu'un état discret est couplé à continuum via un autre état discret et directement [121]. Si le moment magnétique de l'état lié moléculaire est différent de celui des atomes séparés cette différence d'énergie peut être changée en faisant varier le champ magnétique. Ceci conduit à une dépendance de a avec le champ magnétique B de la forme [122]

$$a = a_{bg}\,(1 - \frac{\Delta}{B - B_0}) \tag{4.4}$$

où B_0 dénote la position de la résonance et Δ sa largeur, a_{bg} décrivant la contribution non résonante à la longueur de diffusion. De ce point de vue le ^{39}K est un isotope intéressant car il présente des résonances larges à relativement bas champ [123]. La figure 4.4 donne le résultat d'un calcul numérique du taux de collisions élastiques effectué par A. Simoni pour une énergie de $10\,\mu$K. Sur l'expérience nous avons repéré ces résonances en observant les pertes en fonction du champ magnétique.

4.2.2 Minimum de Ramsauer

Cependant, à champ magnétique nul, la longueur de diffusion vaut :

$$a_{bg} \sim -25\,a_0 \tag{4.5}$$

On peut tout de suite isoler deux aspects importants. Le premier est sa faible valeur absolue : le taux de collisions variant en a^2, à température et densité

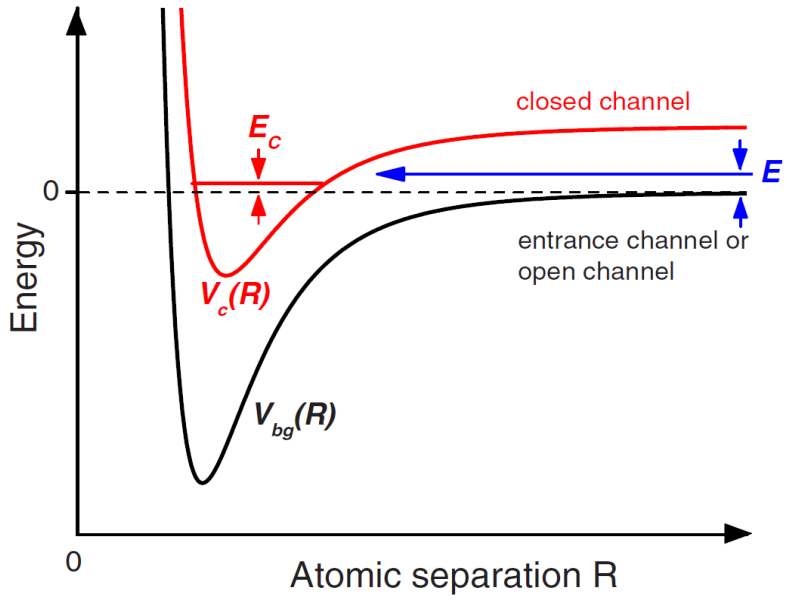


FIGURE 4.3 – Principe d'une résonance de Feshbach. Lorsque l'énergie de collision E dans le potentiel moléculaire ouvert V_{bg} coincide avec celle E_c d'un état lié moléculaire dans le canal fermé V_c on observe une variation résonante de la longueur de diffusion. Figure extraite de [122].

fixée ce dernier sera 16 fois plus faible pour le ^{39}K que pour le ^{87}Rb pour lequel $a \sim 100\, a_0$, où a_0 est le rayon de Bohr.

Le second tient à la négativité de la longueur de diffusion. En effet le développement basse énergie du déphasage δ_0 en puissances de k s'écrit :

$$\tan \delta_0 \sim -ka - \frac{1}{2} r_e a^2 k^3 \tag{4.6}$$

où r_e est la portée effective. Si a est négative alors il existe un k, donc une énergie, pour lequel le déphasage s'annule (sous réserve que ce développement soit encore valide à cette énergie). Il y a donc un minimum dans la section efficace de collision à l'énergie correspondante dénommé effet Ramsauer [124]. C'est le cas du potassium qui présente un minimum de taux de collisions en champ nul vers 400 μK rapporté sur la figure 4.5.

4.2.3 Utilisation des résonances de Feshbach

Un taux de collision γ élevé est nécessaire pour initier un refroidissement évaporatif. En effet lors d'une évaporation optique il est courant que celui-ci

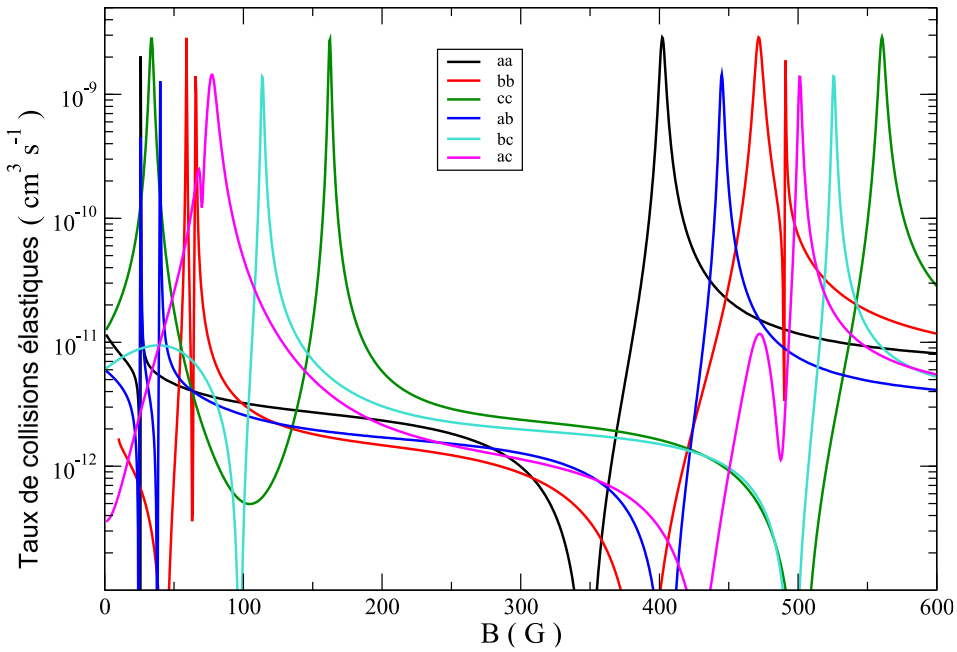


FIGURE 4.4 – Taux de collisions élastiques pour les trois états de spin $a \leftrightarrow |F=1, m_F=1\rangle$, $b \leftrightarrow |F=1, m_F=0\rangle$, $c \leftrightarrow |F=1, m_F=-1\rangle$. L'énergie de collision est de $10\,\mu$K. Courtoisie A. Simoni.

diminue en raison de la variation de la raideur du piège avec la puissance laser. Or le transfert dans un piège plus confinant pour augmenter la densité s'accompagne d'un échauffement du nuage dont la température s'approche de celle correspondant au minimum de collisions. Il est donc primordial d'utiliser des résonances de Feshbach pour augmenter γ. Enfin, du fait de la négativité de la longueur de diffusion à champ nul, un condensat de Bose Einstein ne peut être produit sans utiliser une résonance en fin d'évaporation. Une première stratégie envisageable consiste à garder tous les états de spins et effectuer un tri au cours de l'évaporation. Une seconde consiste à chercher à obtenir un nuage polarisé avant d'entamer une évaporation forcée.

Stratégie envisageable pour un mélange de spin

D'après la figure 4.4 il existe de nombreuses résonances de Feshbach qui permettent de modifier les interactions pour un mélange de spin. On peut notamment remarquer des valeurs de champs magnétiques B pour lesquelles les trois états subissent des collisions. Cependant l'optimisation du processus

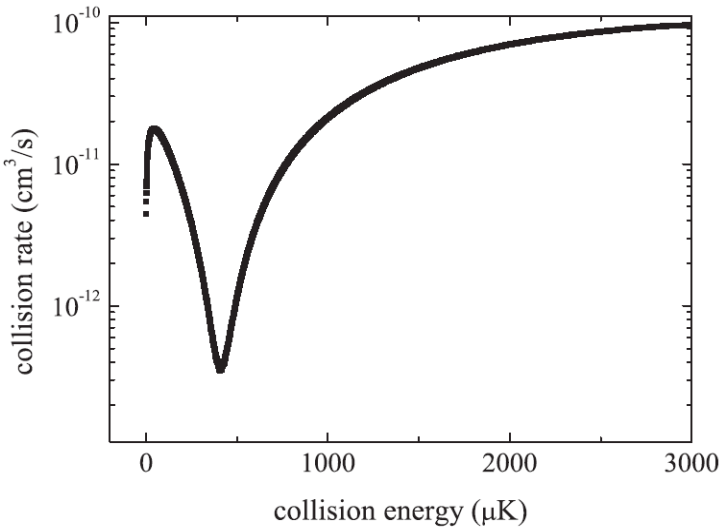


FIGURE 4.5 – Dépendance du taux de collision avec l'énergie pour des atomes dans l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$. Figure extraite de [90].

d'évaporation nécessiterait une analyse de type Stern-Gerlach systématique pour comprendre son effet sur le mélange de spin. Par ailleurs, comme il n'y a pas de champs magnétiques permettant d'avoir une longueur de diffusion positive pour chacun des états, il faudrait pour obtenir un condensat changer le champ magnétique à la fin des rampes d'évaporation pour avoir une longueur de diffusion positive dans l'état que l'on veut condenser. Sur l'expérience on ne peut pas le faire rapidement. Or cette méthode implique de croiser des résonances de Feshbach ce qui conduirait à des pertes et un échauffement du nuage réduisant l'efficacité du processus global. Bien qu'une stratégie compliquée de ce type soit envisageable (nous n'avons pas essayé de façon exhaustive), nous avons préféré procéder autrement.

Stratégie avec polarisation du nuage

Nous avons cherché à obtenir un nuage polarisé en spin avant d'entamer le refroidissement évaporatif au voisinage d'une résonance de Feshbach. Cette méthode nous permet d'optimiser simplement le processus d'évaporation contrairement au cas d'un mélange. Il est alors possible de modifier la longueur de diffusion lors du processus pour augmenter si nécessaire le taux de collisions qui décroit généralement lors d'une évaporation optique. Nous avons donc décidé de polariser le nuage avant son transfert dans un piège plus confinant. Cette stratégie fait l'objet de la section suivante.

4.3 Tri des états de spin et transfert dans un piège confinant

4.3.1 Tri des états de spin

Nous disposons de deux stratégies possibles pour obtenir un nuage polarisé. La plus naturelle à envisager est un pompage optique. La seconde est l'utilisation d'un gradient magnétique pour filtrer les états de spin dans ce piège.

Pompage optique vers $|F = 1, m_F = -1\rangle$

Nous avons essayé dans un premier temps de pomper optiquement les atomes vers $|F = 1, m_F = -1\rangle$ en toute fin de mélasse. Nous avons obtenu un maximum de 60% d'atomes dans cet état. Cependant ce pompage s'accompagne aussi d'un chauffage qui conduit à $12\,\mu$K environ avant de charger le piège. D'après le modèle de chargement développé dans la partie précédente on charge environ 30% d'atomes en moins. Par ailleurs il n'est plus possible d'avoir un recouvrement temporel de la phase de mélasse avec le chargement du piège. Or nous avons remarqué expérimentalement qu'une superposition d'une dizaine de millisecondes était nécessaire pour doubler le nombre d'atomes chargés. Cette stratégie conduit donc à environ 10^7 atomes dans le piège, dont 60% sont dans l'état désiré. C'est proche de ce que nous trouvons expérimentalement et peu efficace par rapport aux méthodes suivantes.

Une autre possibilité toutefois est d'implémenter un pompage optique dans le piège. L'avantage de cette stratégie est que le nombre d'atomes chargé depuis la mélasse ne change pas. Malheureusement l'efficacité du pompage optique dans le piège est limitée par la densité du nuage. En effet il faut attendre que le nuage se dilue pendant 20 ms pour obtenir une efficacité de pompage de 60%. Couplé au processus de transfert qui suit cette stratégie a une efficacité similaire à la dernière décrite ci-dessous.

Tri utilisant un faible champ magnétique quadrupolaire

La solution la plus brutale mais qui s'est finalement avérée la plus efficace est de ne garder qu'un seul état de spin en ajoutant un champ magnétique quadrupolaire au niveau du piège. En effet, en tirant parti du faible gradient optique longitudinal, seul l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$ est confiné dans cette direction, les deux autres étant expulsés en raison de l'effet Zeeman quadratique pour le $|F = 1, m_F = 0\rangle$ et linéaire pour $|F = 1, m_F = +1\rangle$

(voir figure 4.6). Expérimentalement nous ajoutons un faible champ ma-

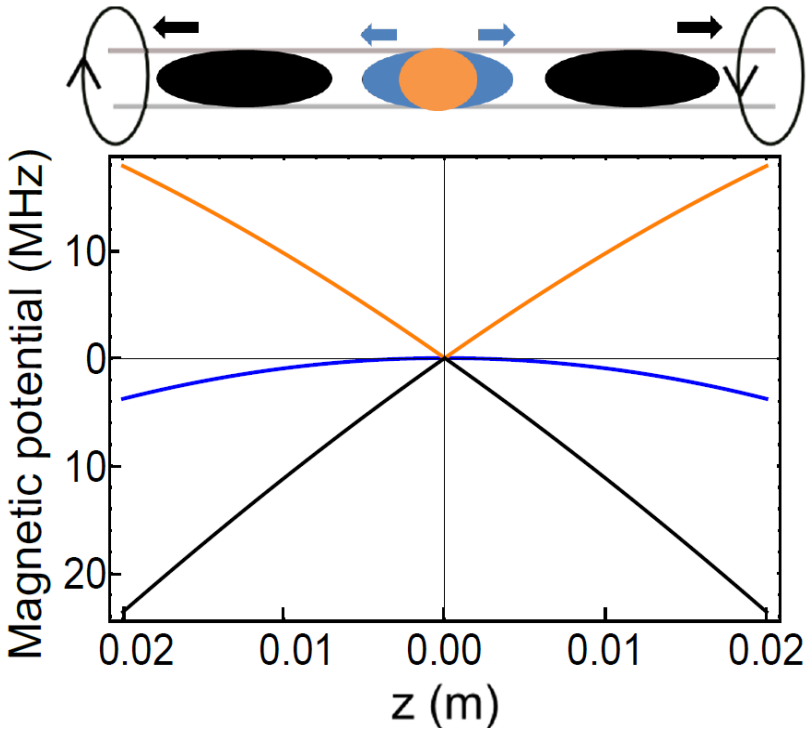


FIGURE 4.6 – Procédure de tri des états zeeman après chargement du nuage dans le piège dipolaire. Le champ magnétique quadrupolaire ne conduit à un confinement longitudinal que pour l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$.

gnétique quadrupolaire en utilisant les bobines MOT. Le gradient magnétique dans la direction forte est alors de 14 G.cm-1. En tenant compte du gradient optique, le seul état pour lequel ce champ conduit à un confinement longitudinal est $|F = 1, m_F = -1\rangle$ les autres états sont expulsés selon l'axe du piège. Après 500 ms dans cette configuration il reste approximativement un tiers du nombre d'atome initial qui sont maintenant tous dans l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$.

4.3.2 Transfert dans un piège confinant

Environ 50% des atomes sont ensuite transférés en 2 secondes dans un piège dipolaire plus confinant. Celui-ci est réalisé en recyclant la lumière du premier piège après en avoir décalé la fréquence de 40 MHz avec un modulateur acousto-optique pour éviter tout effet d'interférence (voir figure 4.7). Sa puissance est de 13W et son waist de 21 μm ce qui correspond à une

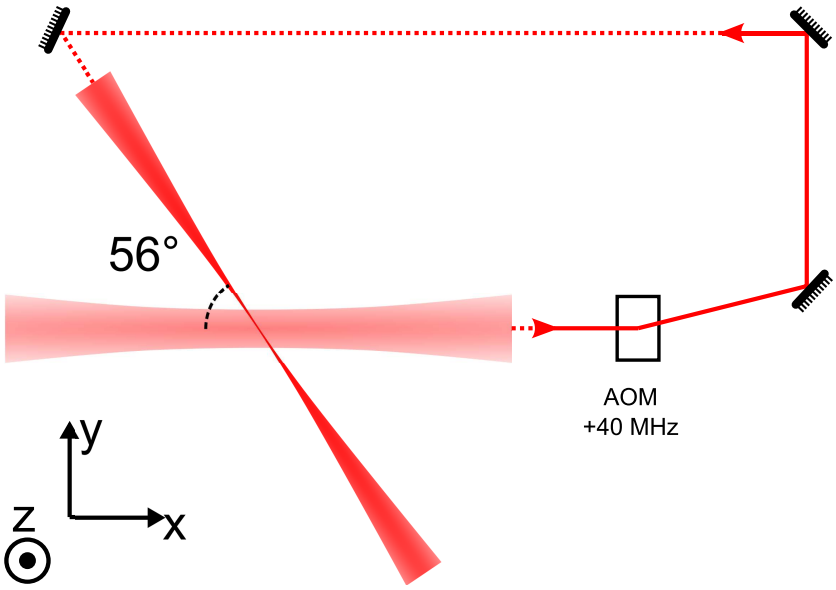


FIGURE 4.7 – Géométrie du piège croisé. La gravité est selon l'axe z.

profondeur U_2 de 1.6 mK. A la fin du transfert nous mesurons 4×10^6 atomes à 220 μK et une densité dans l'espace des phases de 4.5×10^{-4}. Notons que pour que ce transfert soit rapide il faut une profondeur minimale de l'ordre du millikelvin, un point déjà noté dans [90] qui attribue ce comportement à une énergie de collision supérieure au minimum de Ramsauer. Par ailleurs en raison de la haute température T du nuage les atomes ne sont pas confinés dans le croisement car $U_1 \ll T$. En conséquence seul le deuxième bras est responsable du piégeage.

4.4 Evaporation au voisinage d'une résonance de Feshbach

Immédiatement à la fin du transfert nous allumons un champ magnétique homogène de 550G. Ce dernier correspond à $a \sim 130\, a_0$ et conduit à un taux de collisions γ de 15 ms^{-1}. Cette situation constitue donc un bon point de départ pour initier un refroidissement évaporatif. Dans un premier temps seule la puissance du piège confinant est réduite car le piège large n'a que peu d'effet (voir figure 4.8). En effet la fréquence longitudinale du piège est donnée par celle du piège confinant car le piège large est très peu profond. En conséquence le taux de collision et la densité baissent comme attendu lors d'une évaporation dans un piège dipolaire (voir figure 4.9) [125]. Lorsque la

température du nuage devient de l'ordre de la profondeur du piège large les atomes remplissent la région croisée ce qui conduit à un effet dimple [126] visible sur la figure 4.9 montrant l'efficacité de l'évaporation. Notons que

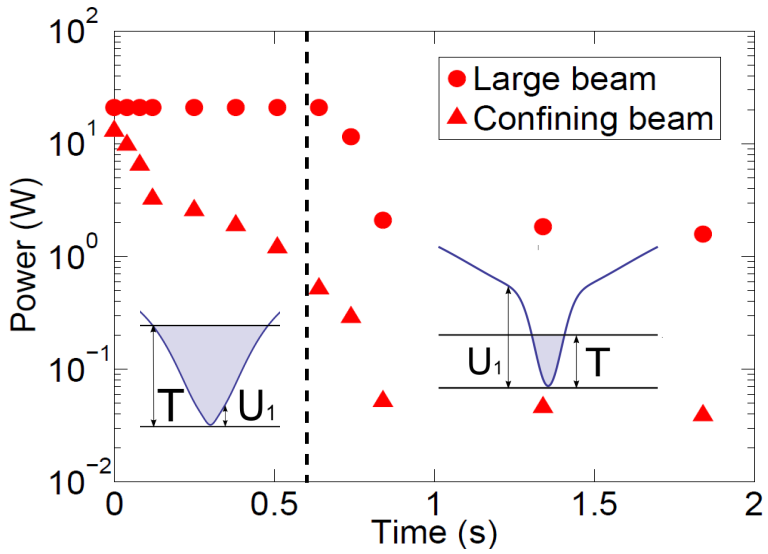


FIGURE 4.8 – Réduction de la puissance des lasers en fonction du temps. Alors que la température diminue lors de l'évaporation, les atomes entrent dans la région croisée après 0.6 s lorsque $k_B T \sim U_1$ (pointillés).

l'augmentation brutale du taux de collisions à cet instant est un artéfact du modèle : à partir du point où les atomes remplissent la région croisée on considère que la fréquence longitudinale du piège est dûe au piège large. La puissance totale est alors réduite pour atteindre la condensation de Bose Einstein avec quelques 3×10^5 atomes après un temps d'évaporation total de 1.8 secondes. Ceci nous permet de produire un condensat toutes les 7s sur notre expériences, c'est à dire bien plus rapidement qu'avec les autres méthodes existantes [90, 92]. Nous identifions la transition par l'apparition de deux comportements. Le premier est une inversion d'ellipticité du nuage lorsqu'on garde les interactions pendant le temps de vol (voir figure 4.10). Le second est l'apparition d'une structure bimodale caractéristique pour un condensat.

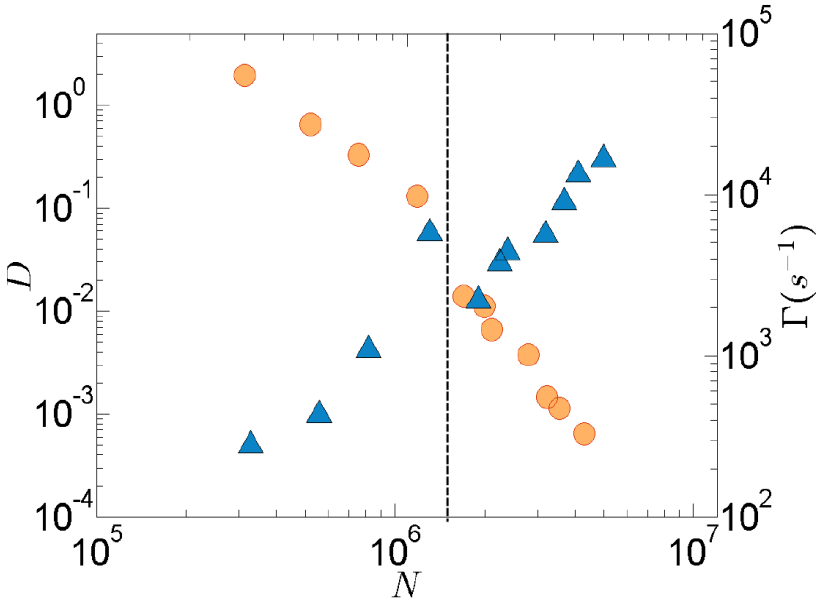


FIGURE 4.9 – Evolution de la densité dans l'espace des phases D (ronds) et du taux de collision Γ (triangles) en fonction du nombre d'atomes au cours de l'évaporation. La ligne pointillée correspond à l'entrée des atomes dans la région croisée.

4.5 Un condensat de Bose Einstein avec interactions contrôlables

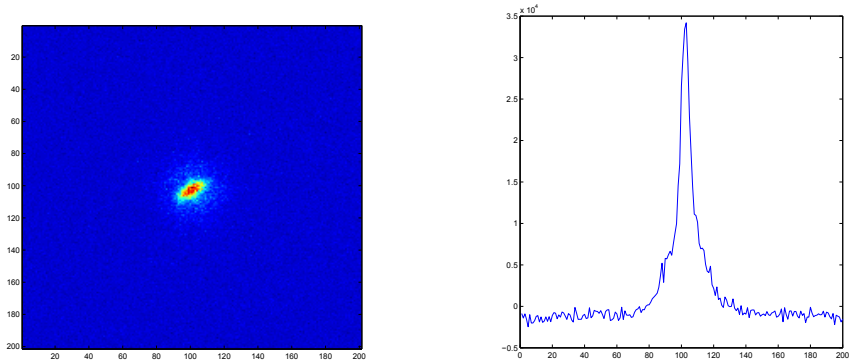
4.5.1 Analyse des images

Pour déterminer la température et le nombre d'atomes du gaz nous utilisons différents modèles suivant la dégénérescence du nuage. La densité en phase à la limite semi-classique est donnée par la fonction de Wigner :

$$w(\mathbf{r},\mathbf{p}) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3}\frac{1}{\mathrm{e}^{\beta\,(h(\mathbf{r},\mathbf{p})-\mu)}-1} \tag{4.7}$$

- $n\lambda^3 \ll 1$: Le gaz suit approximativement une statistique de Maxwell-Boltzmann. La température et le nombre d'atomes sont déterminés via un ajustement gaussien du nuage après temps de vol.
- $n\lambda^3 \sim 1\,, n\lambda^3 < \zeta(3/2)$: L'approximation de Maxwell Boltzmann n'est plus valide, on intègre donc la relation 4.7 sur le volume et une direction d'impulsion pour obtenir la distribution en impulsion du nuage :

$$n_{2D}(\mathbf{p}) = \frac{1}{(2\pi)^3}\frac{1}{(m\hbar\bar{\omega})^3}\left(\frac{h}{\lambda}\right)^4 g_2(\mathrm{e}^{-\beta\,(\frac{\mathbf{p}^2}{2m}-\mu)}) \tag{4.8}$$



(a) (b)

FIGURE 4.10 – Nuage après 20 ms de temps de vol avec interactions. L'axe longitudinal du piège optique est perpendiculaire au grand axe du nuage. Structure bimodale associée.

où $g_2(z)$ est le polylogarithme d'ordre 2. La fonction utilisée pour ajuster le nuage thermique après temps de vol est donc, en prenant $\mu = 0$:

$$n_{th}^{2D}(x,y) = A + B \times g_2(\mathrm{e}^{-\frac{(x-x_{0,th})^2}{2\sigma_{x,th}^2} - \frac{(y-y_{0,th})^2}{2\sigma_{y,th}^2}}) \tag{4.9}$$

- Lorsqu'un condensat est présent, on ajoute un profil de Thomas-Fermi intégré qui conduit à :

$$n_{bec}^{2D}(x,y) = n_{th}^{2D}(x,y) + C \times \max((1 - \frac{(x-x_{0,bec})^2}{\sigma_{x,bec}^2} - \frac{(y-y_{0,bec})^2}{\sigma_{y,bec}^2})^{3/2}, 0) \tag{4.10}$$

4.5.2 Calibration du nombre d'atomes via T_c

Nous avons cherché à estimer le nombre d'atomes via deux mesures distinctes. La première consiste à déterminer l'efficacité de détection via la température critique à laquelle apparait un condensat de Bose-Einstein dans un piège harmonique. Dans le cas idéal la température critique est donnée par [127] :

$$k_B T_c^0 = \hbar\bar{\omega}(\frac{N}{\zeta(3)})^{1/3} \tag{4.11}$$

où $\bar{\omega}$ représente la moyenne géométrique des fréquences dans un piège anisotrope et $\zeta(n)$ est la fonction de Riemann. En tenant compte des interactions qui ont tendance à diminuer la densité centrale par rapport au cas idéal et

des corrections de taille finie il faut inclure un décalage de la température critique [127]. En étudiant la fraction condensée N_c/N en fonction du rapport $t = T/T_c$ on obtient une estimation du nombre d'atomes en ajustant les données expérimentales avec le modèle :

$$\frac{N_c}{N} = 1 - t^3 - \frac{\zeta(2)}{\zeta(3)}\,\eta\, t^2\,(1-t^3)^{2/5} \tag{4.12}$$

où $t = T/T_c^0$ et $\eta = \mu/k_B T_c^0$, μ représentant le potentiel chimique à température nulle à l'approximation de Thomas-Fermi dans le même piège. Cette dernière mesure est précise à 30 % environ.

4.5.3 Expansion d'un condensat dans le crossover 1D à 3D

A la limite de Thomas-Fermi

Une autre méthode pour déterminer le nombre d'atomes consiste à observer l'expansion du nuage en fonction des interactions. En effet, pendant le temps de vol (tof), l'énergie d'interaction est convertie en énergie cinétique. A la limite de Thomas-Fermi l'énergie libérée est une fonction connue du produit $N \times a$ où N est le nombre d'atomes condensés et a la longueur de diffusion. Lors de l'expansion les rayons de Thomas-Fermi suivent dans un piège anisotrope une loi d'echelle (voir figure 4.11) [128, 129].

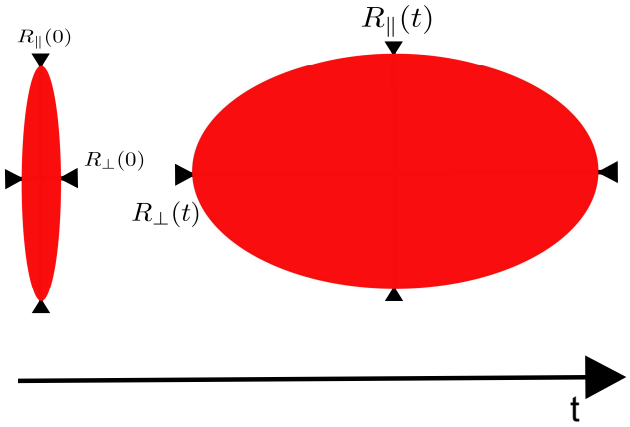


FIGURE 4.11 – Evolution schématique des rayons de Thomas-Fermi en fonction du temps pour un condensat dans un piège très anisotrope.

$$\begin{aligned} R_\perp(t) &= R_\perp(0)\sqrt{1+(\omega_\perp t)^2} \\ R_\parallel(t) &\simeq R_\parallel(0)\left(1+\epsilon^2(\omega_\perp t \arctan \omega_\perp t - \ln\sqrt{1+(\omega_\perp t)^2}\,)\right) \end{aligned} \tag{4.13}$$

où $\epsilon = \omega_{\parallel}(0)/\omega_{\perp}(0)$ caractérise l'anisotropie du piège.

On utilise des condensats purs contenant quelques 20×10^4 atomes et on change le champ magnétique de sorte que a varie entre $-30\,a_0$ et $300\,a_0$. Dans le piège nous avons $\omega_{\perp} = 2\pi \times 305\,\mathrm{Hz}$ et $\omega_{\parallel} = 2\pi \times 24\,\mathrm{Hz}$ ce qui correspond à $\epsilon \simeq 8.3 \times 10^{-2}$. La loi d'échelle implique aux temps longs une variation de $R_{\perp}$ en $\sqrt{2\mu/m} \times t$ lors de la chute libre. Comme $\mu \sim (Na)^{2/5}$ on s'attend donc naïvement à observer une variation du rayon de Thomas-Fermi, à temps de vol fixé, en $(Na)^{1/5}$. Sur la figure 4.12 où l'on a représenté l'évolution de la taille transverse du condensat $R_{\perp}$ en fonction du produit Na après 35 ms de tof on observe un fort désaccord avec la prédiction issue du modèle 4.13.

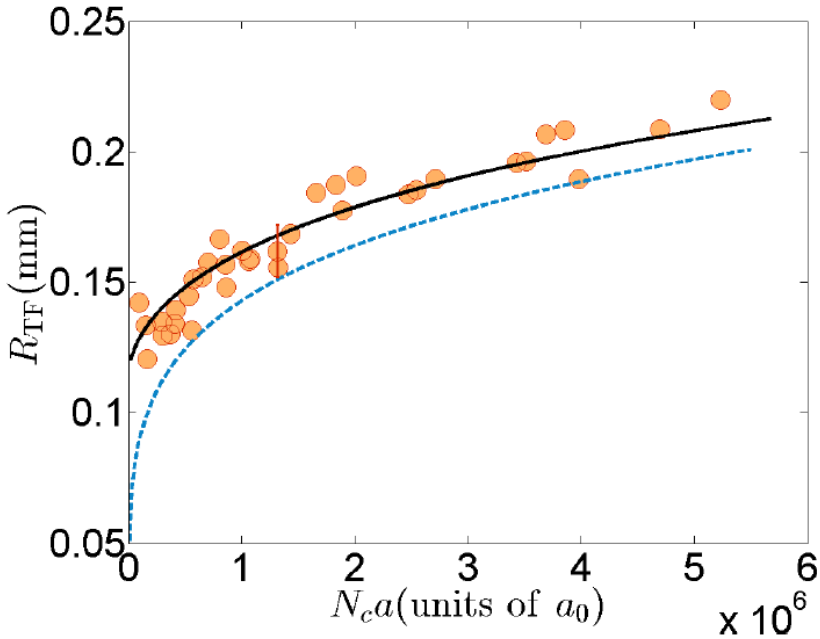


FIGURE 4.12 – Evolution de la taille transverse en fonction du produit $N_c a$ après 35 ms de temps de vol. La courbe noire est issue du modèle approché 4.18. La prédiction à la limite de Thomas-Fermi est représentée en tirets bleus.

Crossover dimensionnel

Pour l'expliquer il faut noter que dans cette géométrie très allongée l'énergie d'interaction n'est pas très supérieure à l'énergie cinétique. L'approximation de Thomas-Fermi, qui consiste à négliger la partie cinétique dans l'équation de Gross-Pitaevskii, n'est donc plus valable et il faut adapter notre calcul

à une situation intermédiaire entre un régime quasi 1D et le régime 3D. Le problème d'un condensat dans ce régime a déjà été étudié par F. Gerbier dans [130]. Nous allons donc utiliser ces résultats pour déterminer l'énergie libérée lors du temps de vol après avoir brièvement rappelé leur dérivation.

Nous considérons un condensat allongé dans un piège harmonique de pulsations ω_z et $\omega_\perp$: $V(\rho, z) = V_\perp(\rho) + V_z(z)$. La densité est donnée par $n_0(\rho, z)$. On défini le mode transverse $f_\perp(\rho, z)$ et la densité par unité de longueur $n_1(z)$ via $n_1(z) = \int \mathrm{d}^2\rho\, n_0(\rho, z)$ et $n_0(\rho, z) = |f_\perp(\rho, z)|^2 n_1(z)$. En négligeant l'énergie cinétique longitudinale on obtient une equation de Gross-Pitaevskii pour le mode transverse. En minimisant le potentiel chimique local défini par $\mu_{l.e} = \mu - V_z(z)$ pour un mode transverse gaussien on obtient une solution approchée de l'équation d'état $\mu_{l.e}[n_1]$ qui est très bien vérifiée numériquement [130] . Celle-ci s'écrit :

$$\mu_{l.e}[n_1] = \hbar\omega_\perp \sqrt{1 + 4\, n_1\, a} \tag{4.14}$$

A partir de cette équation on peut déterminer les paramètres du gaz comme sa longueur longitudinale définie vérifiant : $\hbar\omega_\perp + V_z(L) = \mu$. Par ailleurs en exprimant le nombre d'atomes total $N = N_c = \int_{-L}^{L} \mathrm{d}z\, n_1(z)$ on trouve la relation donnant le potentiel chimique global μ en fonction de N :

$$\alpha^3(\alpha + 5)^2 = (15\chi)^2 \tag{4.15}$$

où $\alpha = 2(\frac{\mu}{\hbar\omega_\perp} - 1)$ et $\chi = Na\omega_z\sqrt{\frac{m}{\hbar\omega_\perp}}$

A partir de l'équation 4.15 on détermine $\mu(Na)$. L'énergie totale E s'obtient alors en intégrant numériquement cette relation :

$$\frac{E}{N} = \frac{1}{Na}\int_0^{Na} \mathrm{d}\phi\, \mu(\phi) \tag{4.16}$$

On cherche à déterminer l'énergie libérée E_{lib} qui est la somme de l'énergie cinétique E_{cin} et de l'énergie d'interaction E_{int} en fonction de l'énergie totale et de $\mu(Na)$. Nous disposons de trois relations :

$$\begin{cases} E = E_{cin} + E_{pot} + E_{int} \\ \mu = \dfrac{1}{N}(E_{cin} + E_{pot} + 2E_{int}) \\ 0 = 2E_{cin} - 2E_{pot} + 3E_{int} \end{cases} \tag{4.17}$$

où E_{pot} est l'énergie potentielle. La dernière relation est un théorème du viriel généralisé au cas d'interactions en δ entre atomes et découle du théorème de Hellmann-Feynman [131]. On en déduit que :

$$E_{lib} = \frac{1}{4}(3E_{tot} - \mu N) \tag{4.18}$$

Par analogie avec l'évolution d'un condensat dans le régime de Thomas-Fermi pour lequel le rayon de Thomas Fermi vérifie 4.13, on ajuste les données après temps de vol avec :

$$R_\perp(t) = \sqrt{\frac{7E_{lib}}{Nm\omega_\perp^2}}\sqrt{1+(\omega_\perp t)^2} \tag{4.19}$$

Ce modèle décrit plus fidèlement les résultats expérimentaux qui sont rapportés sur la figure 4.12. Cette mesure complémentaire n'est pas plus précise que la calibration via la température critique car le piège n'a pas réellement de symétrie de révolution. En effet on observe en pratique une ellipticité du faisceau qui conduit à des fréquences transverses légèrement différentes. Comme on ne connait pas les axes propres du piège cette incertitude en fréquence diminue la précision de la mesure. Les deux résultats sont toutefois consistants et nous permettent d'estimer à 30% le nombre d'atomes.

4.6 Conclusion

Nous avons donc développé un système rapide et efficace de production d'un gaz dégénéré de ^{39}K en chargeant directement un piège dipolaire à partir d'une mélasse grise. Si les propriétés de collisions pour un mélange de spin sont désavantageuses en l'absence de champ magnétique, après polarisation du nuage l'évaporation au voisinage d'une résonance de Feshbach s'avère très efficace. Nous n'avons par ailleurs pas eu besoin de décentrer le piège confinant comme avec le Rubidium pour garder un taux de collisions plus élevé à la fin de l'évaporation [71]. Ainsi un condensat de Bose Einstein est produit toutes les 7 secondes, soit deux à trois fois plus rapidement qu'en utilisant d'autres méthodes, ce qui permet d'envisager sereinement des expériences demandant un grand nombre de cycles expérimentaux. Enfin l'obtention de condensats plus gros est tout à fait envisageable en utilisant plus de puissance pour le piège large ce qui permettrait d'utiliser un waist plus gros et ainsi obtenir un meilleur chargement à partir de la mélasse.

CHAPITRE 5

Perspectives : Gaz de Bose désordonné en dimensions réduites

La production d'un gaz de Bose dégénéré avec interactions contrôlables ouvre de nombreuses perspectives expérimentales. En l'absence de désordre on peut en effet songer à l'étude de la physique d'Efimov [132], au gaz de Bose unitaire [133] ou encore à la dynamique hors équilibre après modification brutale des interactions [134]. Nous nous contentons de donner ici quelques perspectives à court terme sur l'expérience en présence de désordre. Le piégeage d'atomes dans des potentiels lumineux et le contrôle des interactions permettent de changer aisément la dimension du problème. Nous décrivons donc ici un problème unidimensionnel et un autre bidimensionnel. Le fil conducteur est l'étude des effets conjoints du désordre et des interactions.

5.1 Solitons brillants en présence de désordre

Une des particularités d'un milieu non linéaire dispersif réside dans la possibilité d'observer la propagation d'ondes qui ne se déforment pas : on parle alors de solitons. Ces derniers, bien connus en optique dans les milieux à effet Kerr [135], ont été observés pour la première fois avec des atomes froids en 2002 dans un gaz de Bose quasi-unidimensionnel en interaction

attractive [136, 137]. En présence de désordre on peut distinguer deux types de questions. La première concerne la stabilité de cet état lié à N-corps : sous quelles conditions une collision avec une barrière de potentiel est élastique ? La seconde tient à la nature ondulatoire du soliton : s'il n'est pas détruit est-ce qu'il localise au sens d'Anderson ?

5.1.1 Stabilité

Avant de considérer l'évolution d'un soliton dans un potentiel désordonné il est naturel de se demander ce qu'il advient lors d'un évènement de collision. Le hamiltonien unidimensionnel du système s'écrit :

$$H = \sum_{i=1}^{N} \frac{p_i^2}{2m} + V(x_i) + \sum_{i<j}^{N} g\,\delta(x_i - x_j) \tag{5.1}$$

Pour des bosons en interaction attractive on a : $g < 0$.

En l'absence de potentiel extérieur, $V = 0$, en passant dans le référentiel du centre de masse, ce hamiltonien peut être réécrit sous la forme [138] :

$$H = \frac{P^2}{2M} + H_{int} \tag{5.2}$$

où $M = Nm$ et $P = \sum_{i=1}^{N} p_i$ et H_{int} est un hamiltonien décrivant les degrés de libertés internes. Cette structure permet de chercher des états propres produits tensoriels d'états externes et internes. Or le spectre du hamiltonien interne est composé d'un état fondamental discret $|\phi\rangle$ séparé par un gap Δ d'un continuum d'états excités. L'énergie de cet état lié à N-particules est [139] :

$$E_0\,(N) = -\frac{m\,g^2}{24\,\hbar^2}\,N\,(N-1)^2 \tag{5.3}$$

et vérifie l'inégalité :

$$E_0\,(n_1 + n_2) < E_0\,(n_1) + E_0\,(n_2), \forall n_1, n_2 \in \mathbb{N}^* \tag{5.4}$$

Cette dernière permet enfin d'exprimer le gap Δ comme :

$$\Delta = E_0\,(N-1) + E_0\,(1) - E_0(N) = \frac{m\,g^2}{8\,\hbar^2}\,N\,(N-1) \tag{5.5}$$

Cet état $|\phi\rangle$ décrit un soliton brillant.

En gardant à l'esprit que l'objectif est d'étudier la physique d'un soliton dans du désordre considérons le cas où le potentiel extérieur est formé d'une

unique barrière de potentiel. Ce problème en apparence simple donne lieu à une physique très riche. Avant la collision, l'énergie du soliton est la somme de l'énergie cinétique de son centre de masse et de son énergie interne :

$$E = E_C + E_0\,(N) \tag{5.6}$$

D'après l'inégalité 5.4 il faut que la partie cinétique soit suffisamment élevée pour permettre la dissociation du soliton en fragments. Pour tracer le diagramme de stabilité [140] on considère comme limite la dissociation du soliton en fragments dont l'énergie cinétique est nulle, c'est à dire que l'énergie totale après la collision s'écrit $\forall n \in [1, N]$:

$$E = E_0(n) + E_0(N - n) \equiv f\,(n) + E_0(N) \tag{5.7}$$

L'étude de $f\,(n)$ montre qu'elle est maximale pour $n = N/2$ et conduit au diagramme de stabilité représenté sur la figure 5.1. Pour $E_C < \Delta$ toute

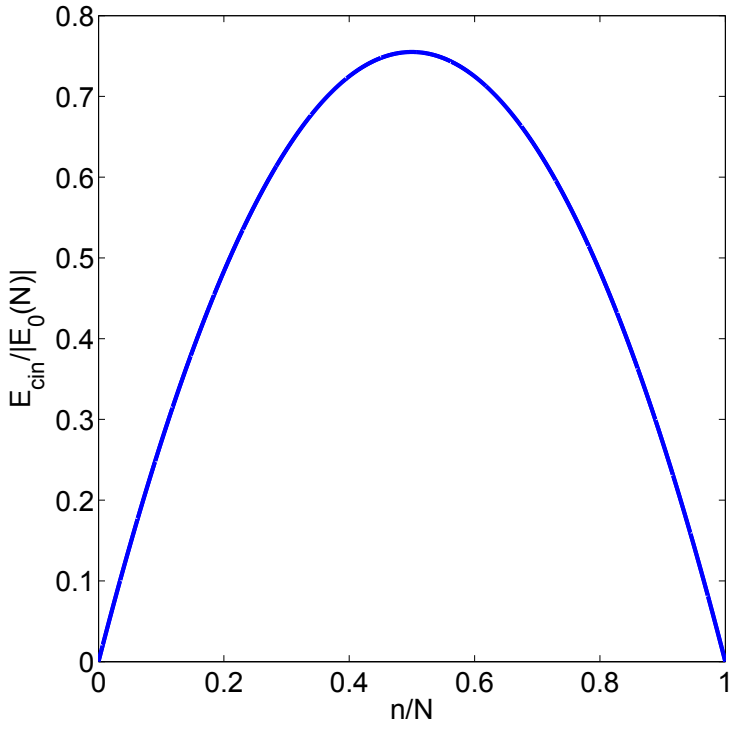


FIGURE 5.1 – Stabilité du soliton lors d'une collision selon l'énergie cinétique de son centre de masse. Pour une énergie faible devant $0.75 \times E_0\,(N)$ il existe de moins en moins de dissociations autorisées énergétiquement.

dissociation est interdite par la conservation de l'énergie et la collision est élastique. A faible énergie cinétique le soliton est soit totalement transmis, soit totalement réfléchit par la barrière de potentiel. Cette situation permet par exemple la création de nuages mésoscopiques dans une superposition quantique d'états [138]. Les coefficients de réflexion et transmission dépendent eux fortement de la taille et de la hauteur de la barrière [139] et la mise en évidence de tels états représente un véritable challenge expérimental [141]. Cependant cette condition est très restrictive et l'étude précédente donne plutôt comme échelle d'énergie pour observer des collisions élastiques $E_C/|E_0(N)| \ll 3/4$. Il faut aussi noter que ce diagramme est probablement un peu pessimiste [140] : le fait que la dissociation soit énergétiquement autorisée ne veut pas dire qu'elle va survenir car elle impliquerait une énergie cinétique nulle des deux fragments ce qui est peu probable. Cette étude nous renseigne toutefois sur l'échelle d'énergie cinétique sur laquelle il faut travailler pour observer des collisions élastiques sur des barrières de potentiels.

5.1.2 Localisation d'Anderson d'un soliton ?

En supposant le régime de collisions élastiques atteint, on peut se demander ce qu'il advient du soliton lors de processus de diffusions multiples. Ce "super-atome" va t-il localiser au sens d'Anderson ? Des études théoriques analytiques et numériques ont montré que c'est le cas à basse énergie [142, 143]. En effet, si $K\sigma < 1$, où K représente le vecteur d'onde du centre de masse et σ la taille typique des grains de désordre, ce dernier peut localiser sur une taille du même ordre de grandeur que celle observée dans les expériences à une particule [143]. L'observation expérimentale d'un tel phénomène constituerait un premier pas vers l'étude de la compétition entre désordre et interactions.

Pour juger de la faisabilité d'une telle expérience, déterminons les différentes contraintes.

- **Régime quasi-1D :**
  Pour atteindre le régime quasi-unidimensionnel, le potentiel chimique μ et la température T du gaz doivent vérifier :

  $$\mu,\, k_B T < \hbar\omega_\perp \tag{5.8}$$

  où $\omega_\perp$ est la fréquence transverse du piège 1D. La condition sur le potentiel chimique se traduit par une condition sur le produit $N\,a$

  $$|N\,a| \leq (|N\,a|)_{crit} \sim \sqrt{2}\sigma_\perp \tag{5.9}$$

  où $\sigma_\perp = \sqrt{\hbar/(m\omega_\perp)}$.

- **Collisions élastiques :**
  C'est le régime décrit dans la partie précédente, si on a une dispersion ΔK du vecteur d'onde du centre de masse autour de 0 :

$$\frac{\hbar^2 \Delta K^2}{2M} \frac{1}{|E_0(N)|} \ll 3/4 \tag{5.10}$$

- **Régime localisé :** La localisation d'Anderson dans un système de taille finie est observable lorsque la longueur d'onde de de Broglie de la particule est de l'ordre du libre parcours moyen. Or, à l'approximation de Born, le taux de départ d'un état $|K\rangle$ varie comme :

$$\Gamma_s(K) = \frac{1}{\tau_s(K)} \propto |\langle -K|\hat{V}|K\rangle|^2 = C(2K) \tag{5.11}$$

  où $C(k)$ est la distribution de fréquence spatiales du désordre $\hat{V}$, soit la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation dans l'espace direct. Comme celle-ci est à support borné avec $k_{max} = 2/\sigma$ [144], pour avoir une rétrodiffusion (analogue d'une diffraction de Bragg) pour toutes les composantes spectrales, il faut :

$$\Delta K\, \sigma \lesssim 1 \tag{5.12}$$

Supposons comme dans [142] le soliton préparé dans l'état fondamental d'un piège harmonique de pulsation longitudinale $\omega_\parallel$. On a alors :

$$\Delta K = \sqrt{\frac{N\, m\, \omega_\parallel}{2\hbar}} \tag{5.13}$$

Pour $N = 100$ atomes, $a \sim -10\, a_0$, $\omega_\parallel = 2\pi \times 3$ Hz, $\omega_\perp = 2\pi \times 500$ Hz et $\sigma \sim 0.5\, \mu$m on obtient $\Delta K\, \sigma \sim 0.4$ ce qui est encourageant. On a alors $\mu \sim \hbar\, \omega_\perp \sim k_B \times 24\,$nK. Par ailleurs la condition 5.10 est bien vérifiée. La taille l du soliton est enfin de 0.5 μ m.

L'amplitude V_R du désordre à appliquer doit d'une part conduire à une longueur de localisation du centre de masse observable et doit d'autre part être choisie de sorte que l'énergie fournie à l'allumage permette de rester dans les conditions de validité de 5.10 et 5.13. En régime de désordre faible caractérisé par $V_R^2/(EE_\sigma) \ll 1$, où E est l'énergie cinétique du soliton et $E_\sigma = \hbar^2/(m\sigma^2)$ est l'énergie de corrélation [145], on dispose d'une expression analytique pour la longueur de localisation [143] :

$$\frac{1}{L(k)} = \frac{m^2\, N^4\, l^2\, \pi^3\, \sigma\, V_R^2\, (1 - k\sigma)}{\hbar^4\, \sinh^2(\pi k l)} \tag{5.14}$$

On remarque que pour avoir une longueur de localisation raisonnable il faut utiliser un désordre d'amplitude moyenne de l'ordre du pK. Cette situation, considérée dans [142], est assez irréaliste car l'uniformité d'un piège optique est difficilement atteignable à cette échelle d'énergie. Cependant cette formule n'est valable qu'à désordre faible et on peut espérer observer ce phénomène de localisation d'Anderson dans un régime différent, par exemple pour des amplitudes de désordre plus fortes permettant toutefois de rester dans le régime de collisions élastiques.

5.2 Localisation d'Anderson à deux dimensions

Une perspective à court terme sur l'expérience est l'observation de la localisation d'Anderson en dimension deux. Un frein important pour son observation avec du ^{87}Rb réside dans la difficulté à s'affranchir des interactions lors de l'expansion. L'utilisation du ^{39}K devrait donc s'avérer décisive de ce point de vue.

Une autre difficulté à deux dimensions est due au phénomène de piégeage classique. En effet le seuil de percolation à deux dimensions se situe dans la même gamme d'énergie que celle qui permet d'envisager l'observation d'effets cohérents [146]. En conséquence le type d'expériences effectuées à 1D et 3D, qui consiste à observer une partie du nuage immobile lors de l'expansion dans le désordre, est moins pertinent à 2D [27, 30]. Il faudrait en effet prouver la présence d'effets cohérents associés à cette partie immobile. Cependant des propositions théoriques récentes invitent à observer les effets de ces interférences quantiques dans la distribution en impulsion [147, 148].

5.2.1 Rétrodiffusion cohérente

Origine physique

Une première étape consiste donc à observer le phénomène de rétrodiffusion cohérente, déjà étudié dans le groupe de Vincent Josse dans un système quasi-2D [80], pour vérifier la présence d'effets d'interférences. L'origine de ce phénomène est la même que la correction de localisation faible qui met en jeu des boucles. En effet, considérons sur la figure 5.2 une onde plane d'impulsion $\mathbf{p_i}$ sur un milieu diffusant. L'amplitude de probabilité que cette onde soit diffusée, durant le temps t, dans une direction donnée par $\mathbf{p_f}$ s'écrit :

$$G(\mathbf{p_i}, \mathbf{p_f}, t) = \langle \mathbf{p_f} | e^{-\frac{iHt}{\hbar}} | \mathbf{p_i} \rangle \propto \int \mathrm{d}\mathbf{r_1}\, \mathrm{d}\mathbf{r_2}\, e^{\frac{i}{\hbar}(\mathbf{p_f}\mathbf{r_2} - \mathbf{p_i}\mathbf{r_1})} \langle \mathbf{r_2} | e^{-\frac{iHt}{\hbar}} | \mathbf{r_1} \rangle \quad (5.15)$$

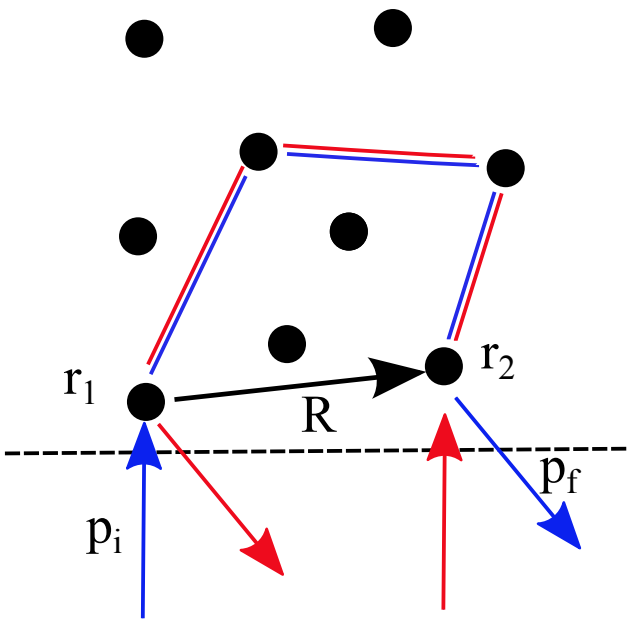


FIGURE 5.2 – Interférence entre deux chemins à l'origine du pic de rétrodiffusion cohérente dans la direction $\mathbf{p_f} = -\mathbf{p_i}$.

On reconnait le propagateur $G(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_2}, t)$ déjà discuté au chapitre 1. Seules les boucles parcourues dans des sens opposées survivent à la moyenne sur le désordre. En plus de la contribution classique P_c et on a donc :

$$\begin{aligned} P(\mathbf{p_i}, \mathbf{p_f}, t) &= \overline{|G(\mathbf{p_i}, \mathbf{p_f}, t)|^2} \\ &= P_c + \int \mathrm{d}\mathbf{r_1}\, \mathrm{d}\mathbf{r_2}\, e^{\frac{i}{\hbar}(\mathbf{p_i}+\mathbf{p_f})(\mathbf{r_2}-\mathbf{r_1})}\, \overline{G^*(\mathbf{r_2}, \mathbf{r_1}, t)\, G(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_2}, t)} \end{aligned} \tag{5.16}$$

Le terme de phase qui apparait dans la contribution quantique à cette probabilité n'est rien d'autre que celui $\delta\phi$ dû à la différence de marche entre les deux chemins représentés sur la figure 5.2

$$\delta\phi = \frac{1}{\hbar}(\mathbf{p_i} + \mathbf{p_f})\,\mathbf{R} \tag{5.17}$$

On en déduit que cette interférence est constructive quels que soient les couples $(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_2})$ dans la direction opposée à celle incidente $\mathbf{p_f} = -\mathbf{p_i}$. C'est ce phénomène qui est appelé rétrodiffusion cohérente. Il correspond bien par ailleurs à une baisse de la conductivité dans le cas de la diffusion d'un électron dans un métal.

Protocole expérimental

Décrivons maintenant le protocole expérimental à envisager sur notre expérience.

- **Une source cohérente sans interactions :**
  La première étape est l'obtention d'un nuage ayant une très faible dispersion en impulsion autour d'une impulsion non nulle. A partir d'un nuage bidimensionnel sous T_{BKT} on dispose d'une source cohérente centrée sur l'impulsion nulle. Une diffraction de Bragg par exemple peut permettre de mettre en mouvement ce nuage tandis que les interactions sont coupées en changeant le champ magnétique pour s'approcher de $a = 0$.
- **Diffusion dans un speckle :**
  Le désordre, un champ de speckle, est ensuite allumé et les atomes diffusent pendant un temps correspondant à une dizaine de $t_\sigma = m\,\sigma^2/\hbar$, soit quelques ms pour une longueur de corrélation σ du désordre de l'ordre du micron.
- **Temps de vol :**
  Tous les lasers sont ensuite coupés et le nuage s'étend de manière balistique de manière à accéder à la distribution en impulsion du nuage après diffusion.

En répétant cette expérience un grand nombre de fois on doit observer un pic dans la distribution en vitesse à l'opposé de celui initial : c'est une signature directe d'effets cohérents dans le système [80, 147]. Par ailleurs, l'étude de la distribution en impulsion permet d'accéder à des paramètres physiques importants tels que le temps de diffusion qui caractérise la durée de vie d'une onde plane ou encore le libre parcours moyen de Boltzmann qui caractérise la distance sur laquelle l'information sur la direction initiale est perdue [149]. Cette étude nous renseigne donc sur le désordre dans des régimes où l'on ne dispose pas de théorie et est un outil important pour caractériser les paramètres expérimentaux. On peut ensuite aller plus loin en cherchant déjà à étudier l'influence des interactions sur ce pic de rétrodiffusion cohérente. Cette perspective représente un premier pas intéressant vers l'étude de la compétition entre désordre et interactions.

5.2.2 Diffusion cohérente vers l'avant

Une extension naturelle des expériences précédentes serait l'étude de la localisation forte. En effet l'apparition d'un pic dans la même direction que celle du vecteur d'onde initial aux temps longs dans le même type d'expérience que celle décrite précédemment a été prédite numériquement et expliquée théori-

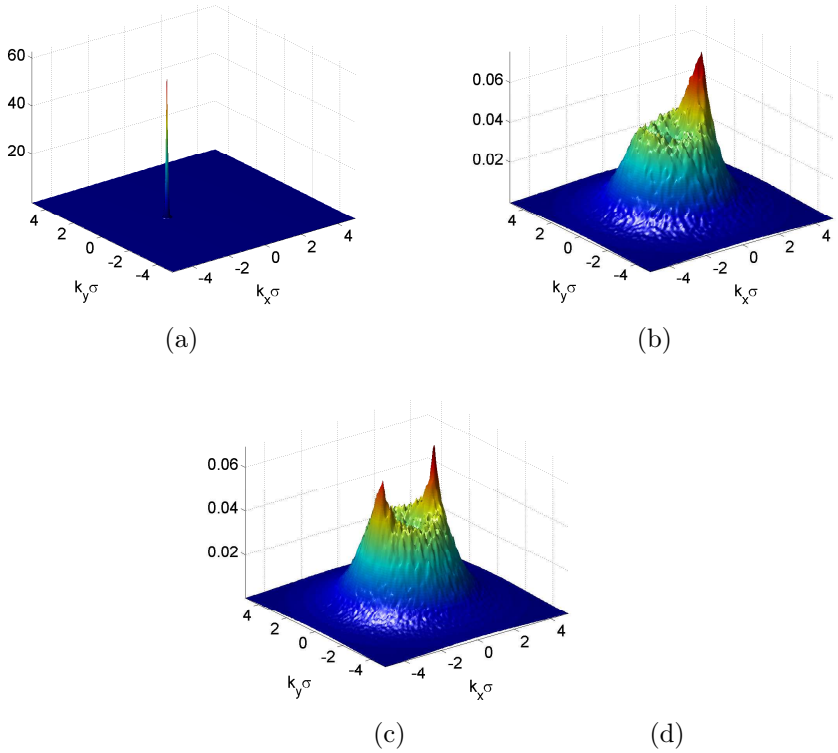


FIGURE 5.3 – Distribution en impulsion moyennée sur 1000 réalisations du désordre pour un nuage lancé avec un vecteur d'onde $k_0 = 1.5/\sigma$ et une largeur spectrale initiale $\Delta k = k_0/30$ dans un speckle caractérisé par $V_R = 5\,E_\sigma$. a) Distribution initiale, b) après $t = 5\,t_\sigma$ on observe le pic de rétrodiffusion cohérente décrit précédemment et c) pour $t = 160\,t_\sigma$ une structure présentant deux pics est clairement visible.

quement [148]. En plus de montrer l'importance de termes d'ordres supérieurs en $1/kl_B$ où l_B est le libre parcours moyen de Boltzmann [81], l'observation d'un pic de diffusion cohérente vers l'avant est présentée dans [148] comme une manifestation spectaculaire de la localisation d'Anderson. L'accès à la distribution en impulsion d'un nuage étant aisée sur notre expérience après temps de vol c'est donc vers ce type d'expérience qu'il nous faut nous orienter. La figure 5.3 est le résultat d'une résolution numérique de l'équation de Schrödinger ("time splitting spectral method" [150]) montrant la distribution en impulsion moyennée sur 1000 réalisations du désordre pour une fonction d'onde initiale gaussienne lancée dans un speckle avec un vecteur d'onde $k_0 = 1.5/\sigma$, une largeur spectrale $\Delta k = k_0/30$ et des fluctuations du désordre données par $V_R = 5\,E_\sigma$. On observe au temps courts $t \simeq 5\,t_\sigma$,

où $t_\sigma = \hbar/E_\sigma \simeq 0.15\,ms$, l'apparition du pic de rétrodiffusion cohérente ainsi que le pic de diffusion cohérente vers l'avant pour des temps plus longs. Cette simulation numérique, développée en début de thèse, offre la possibilité d'étudier facilement l'effet des interactions et devrait permettre à l'avenir des comparaisons quantitatives avec l'expérience.

Obtenir une faible dispersion Δk expérimentalement n'est pas aisé mais en coupant brusquement les interactions on peut envisager $\Delta k < k_0/20$ pour un confinement initial dans le plan d'une dizaine de Hertz avant d'envoyer les atomes dans le potentiel désordonné. Le contraste du pic de diffusion cohérente vers l'avant diminue comme $(\Delta k \xi_{Loc})^2$ [148] et nécessite donc l'utilisation d'un désordre fort, $V_R \sim k_B \times 150\,\mathrm{nK}$, pour minimiser la longueur de localisation ξ_{Loc} ce qui est aussi atteignable avec notre expérience. L'observation de ce pic de diffusion cohérente vers l'avant serait une avancée importante dans l'optique d'étudier la compétition entre localisation et interactions.

5.3 Conclusion

Nous avons brièvement présenté quelques possibilités offertes par la production d'un gaz de Bose dégénéré dont les interactions sont contrôlables. La perspective concernant l'étude de la stabilité d'un soliton dans du désordre est intriguante et assez simple à mettre en oeuvre expérimentalement. Le travail effectué en début de thèse vers l'observation de la localisation d'Anderson à 2D ainsi que l'expertise développée dans le groupe concernant des expériences de type rétrodiffusion cohérente invitent à étudier rapidement les distributions en impulsions de nuages envoyés dans un potentiel désordonné avec une vitesse bien définie. Le contrôle des interactions entre atomes via une résonance de Feshbach devrait permettre d'enfin observer une manifestation de la localisation d'Anderson à deux dimensions dans un gaz d'atomes froids. Par ailleurs il ouvre aussi la perspective d'étudier l'influence de celles-ci sur la localisation, sujet qui fait l'objet de recherches très actives à l'heure actuelle.

Conclusion

Au cours de ce travail de thèse nous avons donc été amené à travailler avec deux alcalins : le ^{87}Rb dans un premier temps puis le ^{39}K.

Le confinement du Rudidium entre deux nappes de lumières a permis d'aborder l'étude de gaz quantiques bidimensionnels. Par le biais de la distribution en impulsion du nuage nous avons observé l'augmentation de la cohérence du gaz au voisinage de la transition BKT et nous avons comparé quantitativement nos résultats avec des simulations Monte-Carlo quantiques. Nous avons ensuite ajouté du désordre en éclairant les atomes avec un speckle dont le propriétés statistiques sont bien connues. En étudiant les distributions en impulsion nous avons été en mesure d'observer un décalage vers les basses entropies de la transition superfluide lorsque l'amplitude du désordre augmente. Une extension naturelle de ces travaux serait l'étude du diagramme de phase du gaz de Bose bidimensionnel désordonné ainsi que l'étude directe de l'influence du désordre sur les vortex.

Nous avons ensuite mis en place un refroidissement poussé par la méthode dite de "delta-kick cooling" pour obtenir une faible dispersion en impulsion dans l'optique d'observer la localisation d'Anderson à deux dimensions. Cependant la casse du laser utilisé pour le chargement direct d'un piège dipolaire à partir des mélasses nous a convaincu de changer d'espèce atomique pour travailler avec du ^{39}K qui offre la possibilité de faire varier les interactions via des résonances de Feshbach.

Nous avons réalisé la première production tout optique d'un condensat de Bose-Einstein de ^{39}K. En raison de sa structure hyperfine étroite dans l'état

excité, son refroidissement tout optique représentait un véritable défi expérimental. Nous avons dans un premier temps développé un refroidissement sub-Doppler sur la raie D1 qui avait été récemment utilisé pour refroidir d'autres alcalins présentant le même type de problème. Cette technique appelée mélasse grise nous a permis non seulement d'atteindre les températures les plus basses rapportées dans une mélasse optique pour cet atome mais aussi d'optimiser la phase de compression préalable du nuage pour en augmenter la densité. En conséquence le chargement d'un piège dipolaire à 1550 nm s'est avéré très efficace. Par la suite les propriétés de collisions défavorables à champ magnétique nul, qui excluent généralement une évaporation dans un piège magnétique, ont été contournées via la polarisation du nuage et l'utilisation d'une résonance de Feshbach. L'évaporation à son voisinage s'avère très efficace et permet une production rapide de gaz dégénérés. Sur notre expérience nous obtenons ainsi un condensat toutes les 7 secondes.

Nous avons finalement présenté quelques perspectives expérimentales intéressantes. Celles-ci concernent l'étude de la compétition entre désordre et interactions en dimensions réduites. D'une part, à une dimension, le comportement d'un soliton brillant dans un potentiel désordonné est intriguant et n'a été, à notre connaissance, considéré que théoriquement pour l'instant. D'autre part l'obtention d'un gaz sans interactions devrait permettre d'observer la localisation d'Anderson à deux dimensions dont une manifestation spectaculaire a été prédite dans la distribution en impulsion d'un nuage lancé dans du désordre. Enfin l'influence d'interactions répulsive sur ce phénomène est largement débattu à l'heure actuelle et l'étude du ^{39}K dans un potentiel désordonné devrait permettre d'aborder cette question d'un point de vue expérimental.

Annexes

Publications sur le ^{87}Rb

PHYSICAL REVIEW A **84**, 061606(R) (2011)

Coherence properties of a two-dimensional trapped Bose gas around the superfluid transition

T. Plisson,[1] B. Allard,[1] M. Holzmann,[2,3] G. Salomon,[1] A. Aspect,[1] P. Bouyer,[1,4] and T. Bourdel[1,*]

[1]*Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris-Sud, 2 Avenue Augustin Fresnel, F-91127 Palaiseau CEDEX, France*

[2]*LPTMC, UMR 7600 of CNRS, Université P. et M. Curie, F-75752 Paris, France*

[3]*Université Grenoble 1, CNRS, LPMMC, UMR 5493, Boîte Postale 166, F-38042 Grenoble, France*

[4]*LP2N, Université Bordeaux 1, IOGS, CNRS, 351 Cours de la Libération, F-33405 Talence, France*

(Received 14 October 2011; published 19 December 2011)

We measure the momentum distribution of a two-dimensional trapped Bose gas and observe the increase of the range of coherence around the Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT) transition. We quantitatively compare our observed profiles to both a Hartree-Fock mean-field theory and quantum Monte Carlo simulations. In the normal phase, the momentum distribution is observed to sharpen well before the phase transition. This behavior is partially captured in a mean-field approach, in contrast to the physics of the BKT transition.

DOI: 10.1103/PhysRevA.84.061606 PACS number(s): 67.85.Jk, 05.30.Jp, 05.10.Ln

The characteristics of a Bose gas in the degenerate regime are greatly dependent on the dimensionality of the system. In contrast to its three-dimensional (3D) counterpart, a two-dimensional (2D) interacting Bose gas does not present true long-range order at low temperature [1,2]. Instead, it undergoes a superfluid–to–normal-fluid transition described by the Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT) theory [3,4]. This superfluid transition has been observed in ^{4}He films [5], Josephson-coupled superconducting arrays [6], and recently in dilute ultracold atomic gases [7].

In ultracold 2D trapped Bose gases, the appearance of superfluidity was predicted to be preceded by a reduction of density fluctuations [8,9] and by an increase of coherence [10,11]. Experimentally, great efforts have been devoted to the study of the density distribution $n(\mathbf{r})$ of 2D gases, which gives direct access to the phase-space density and to the density fluctuations. It has permitted the study of the scale invariance [12] and universality in 2D Bose gases [13] as well as their thermodynamics [14]. The study of the first-order correlation function g_1 is possible in real space through interferences between two clouds of atoms [7,15], which revealed its expected algebraic decay in the superfluid regime [7]. The Fourier transform of g_1 is also naturally embedded in the momentum distribution [16,17]. For example, the narrow peak in the density distribution after time of flight is frequently used as an indicator of the slow algebraic decay of the coherence in the superfluid regime [15,18,19].

In this paper, we present a detailed analysis of the experimental momentum distribution of a 2D Bose gas closer to a genuine 2D gas than in previous studies [19]. In addition, we fit our profiles using a Hartree-Fock mean-field (HFMF) model already used in density space [20] but extended here for the momentum distribution, and compare our results to quantum Monte Carlo (QMC) simulations [11,20]. As we increase the phase-space density, we observe a progressive narrowing of the momentum distribution and a change of shape from approximately Gaussian to a peaked distribution, which is not an unambiguous signature of the superfluid phase. In particular, at the superfluid phase transition, the momentum distribution is already peaked and its width reduced by a factor ∼7 compared to a Boltzmann thermal gas. Whereas this behavior is partially captured in a mean-field approach where the 2D Bose statistics plays a central role, correlation effects beyond the mean field are clearly visible in the full momentum profile.

Experimentally, the 2D Bose gases are prepared as follows. We prepare a 3D cloud of ^{87}Rb atoms cooled by all-optical runaway evaporation in a crossed-dipole trap, as described in [21]. During the evaporation process, we turn on a uniform magnetic gradient to select a single hyperfine state ($|F=1,m_F=0\rangle$) [22]. We then transfer the cloud to a 2D trap [23]. For that, we adiabatically ramp on a blue-detuned laser at 767 nm in a TEM$_{01}$-like mode, providing an intensity node in the horizontal plane of the atoms (see Fig. 1). It induces a strong confinement in the vertical direction, with an oscillation frequency of $\omega_z/2\pi = 1.5$ kHz, corresponding to a dimensionless interaction strength $\tilde{g} = gm/\hbar^2 = \sqrt{8\pi}a_s/a_z = 0.096$, where $a_s = 5.3$ nm is the 3D scattering length, $a_z = \sqrt{\hbar/m\omega_z}$ is the harmonic oscillator length in the vertical direction, $\hbar$ is the reduced Planck constant, and m is the atomic mass.

Horizontally, the 2D trap is made of a laser beam at 1565 nm with a waist $w = 200$ μm and tilted by ∼30° with respect to the horizontal plane (see Fig. 1). Its oscillation frequencies are $\omega_x/2\pi = 8$ Hz, $\omega_y/2\pi = 15$ Hz. The atom number N is varied from 2×10^4 to 6×10^4 by changing the number of atoms initially loaded. The final temperature remains approximately constant at $T = 64.5 \pm 2.0$ nK. The two-dimensional character of our experiment is given by $k_BT/\hbar\omega_z = 0.90$ where k_B is the Boltzmann constant, which results in having ∼70% of the atoms in the ground state of the vertical harmonic oscillator.

We let the atoms thermalize for 500 ms in the final trap before probing the momentum distribution function through time-of-flight (TOF) imaging. In the first milliseconds of expansion, the gas expands predominantly in the vertical direction and the interaction energy is thus quickly released in this direction. As a result, the horizontal momentum distribution (in the xy plane) remains unchanged during the expansion. After an expansion time of $t_{TOF} = 83.5$ ms, much longer than $1/\omega_x$ and $1/\omega_y$, the horizontal density distribution reflects the initial momentum distribution [24]. Finally, two circularly

*thomas.bourdel@institutoptique.fr

 ©2011 American Physical Society

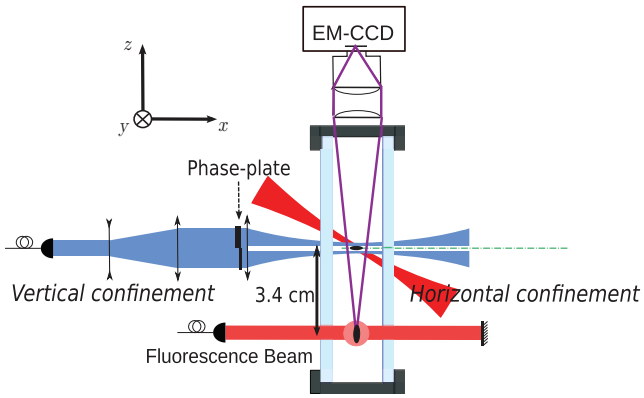


FIG. 1. (Color online) Scheme of the experimental setup. The atom cloud, initially trapped in a harmonic 2D trap with frequencies 8 Hz × 15 Hz × 1.5 kHz, is dropped for 83.5 ms before shining a fluorescence beam situated 3.4 cm below the initial position. The fluorescence signal is recorded from above with an electron-multiplying CCD camera.

polarized saturating retroreflected laser beams, resonant with the $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ transition and with the $|5S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ transition allow the atoms to fluoresce for 100 μs. The fluorescence signal is recorded on an electron-multiplying CCD camera placed along the vertical axis, thus imaging the horizontal profile.

To analyze the experimental data, we perform an azimuthal averaging of the single pictures, as described in [12], in order to extract radial profiles corresponding to the momentum distributions $n(|\mathbf{k}|)$, where $\mathbf{k}$ is the atom wave vector. Experimentally, we weight every point of the profile by its experimental standard deviation (coming from the photon shot noise, the camera dark noise, and the number of averaging points). Such profiles are presented in Fig. 2. For a low atom number [see Fig. 2(e)], the distribution is approximately Gaussian and relatively broad. For a higher atom number [Figs. 2(c) and 2(d)], the curve progressively peaks and deviates from a Gaussian. At high atom number [Figs. 2(a) and 2(b)], a sharp feature develops at very low momentum and grows with increasing atom number. Its width tends to a constant and agrees with our resolution in momentum space (half-width of $\sim$0.3 μm^{-1}) coming essentially from our imaging resolution and from the initial size of the cloud. Since the peak at low momentum develops on top of a distribution that is not a Gaussian, it is hard to precisely pinpoint when it first appears.

In order to attribute a temperature to each profile, we have to rely on a model. More precisely, we fit the Hartree-Fock mean-field model to the wings of the momentum distribution data. This model has already been used for *in situ* density profiles [11,12,20] but needs to be extended to get the momentum distribution. We proceed as follows. The density distribution in HFMF theory, in the local density approximation, reads

$$n(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^2}\int_0^\infty \frac{2\pi k\, dk}{e^{\beta[\hbar^2k^2/2m+2gn(\mathbf{r})-\mu(\mathbf{r})]}-1}, \qquad (1)$$

where $\beta = 1/k_{\mathrm{B}}T$, and $\mu(\mathbf{r}) = \mu_0 - m\omega_x^2x^2/2 - m\omega_y^2y^2/2$ is the local chemical potential with μ_0 the chemical potential at the trap center. After integration, this leads to the following equation relating $\mu(\mathbf{r})$ and $n(\mathbf{r})$ [25]:

$$\beta\mu(\mathbf{r}) = 2\beta g n(\mathbf{r}) + \ln\left(1 - e^{-\lambda_{\mathrm{dB}}^2 n(\mathbf{r})}\right), \qquad (2)$$

where $\lambda_{\mathrm{dB}} = \sqrt{2\pi\hbar^2/mk_{\mathrm{B}}T}$ is the thermal de Broglie wavelength. Writing the momentum distribution

$$n(\mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^2}\int \frac{dx\, dy}{e^{\beta[\hbar^2k^2/2m+2gn(\mathbf{r})-\mu(\mathbf{r})]}-1} \qquad (3)$$

and making the change of variables from (x, y) to μ, we obtain $n(\mathbf{k})$ after integration. By taking into account the thermally populated vertical levels but neglecting the interaction in these

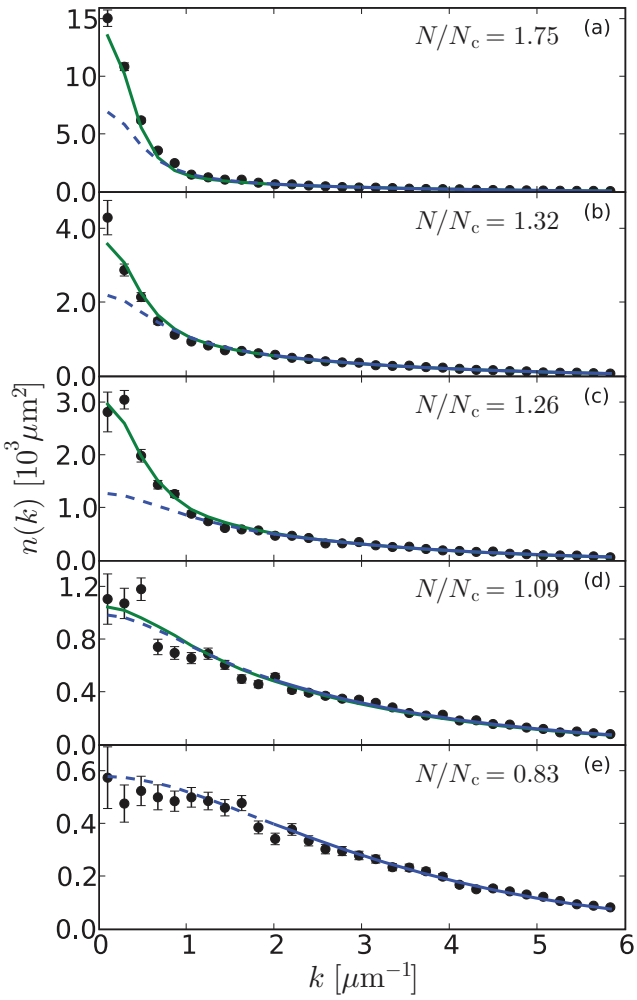


FIG. 2. (Color online) Radial profiles of the momentum distribution for five different atom numbers at constant temperature $T = 64.5 \pm 2.0$ nK. The atom number N is given in units of the critical number for the ideal gas Bose-Einstein condensation $N_c \approx 3 \times 10^4$ and the superfluid phase transition is expected for $N/N_c \approx 1.26$ (see text). In each plot, we present the experimental data (black dots), the mean-field profiles (blue dashed line) resulting from the fit in the wings (i.e., for $k > 2$ μm^{-1}), and the corresponding quantum Monte Carlo profiles (green continuous line) with the same temperature and the measured atom number.

levels, which is justified since the densities in the excited levels are small, we finally calculate the function

$$n(\mathbf{k}) = \frac{1}{2\pi m\omega^2}\int_{-\infty}^{\mu_0}\frac{d\mu}{e^{\beta[\hbar^2k^2/2m+2gn(\mu)-\mu]}-1} + \sum_{\nu>0}\frac{-1}{2\pi\beta m\omega^2}\ln\left(1-e^{-\beta(\hbar^2k^2/2m+\nu\hbar\omega_z-\mu_0)}\right), \quad (4)$$

where $n(\mu)$ is determined numerically by solving Eq. (2), and where $\omega^2 = \omega_x\omega_y$. For given values of μ_0 and T, we can calculate $n(|\mathbf{k}|)$ and then use this function to fit to the experimental data.

More precisely, we fit the wings of the data where we expect beyond-mean-field effects to play little role and we can extract the temperature and chemical potential. This requires an accurate calibration of the atom detection efficiency, which is a rather difficult task. We have performed QMC simulations based on a numerically exact path-integral algorithm [20,26,27] to calculate the momentum profiles, so that we can adjust the calibration of the atom detector. Within the experimental error bars, it agrees with an independent calibration using the 3D condensation threshold. Moreover, by fitting a mean-field model to the wings of QMC simulations, we find the accurate temperature and thus validate our fitting method.

In Fig. 2, we plot with each profile the fitted mean-field distribution (blue dashed line). We observe that the mean-field fit reproduces well the experimental data at low atom number, while it fails to account for the central part of the profiles when the number of atoms increases. However, the QMC simulations for the fitted temperatures and the experimental atom numbers (green continuous lines in Fig. 2) are in agreement with the experiment in all regimes. For both the calculated mean-field and QMC profiles, we take into account the finite resolution of our imaging system.

In order to quantify the degeneracy of the gas, we calculate N/N_c, where

$$N_c = \sum_{\nu}(\beta\hbar\omega)^{-2}g_2(e^{-\nu\beta\hbar\omega_z}) \quad (5)$$

is the critical atom number for a noninteracting Bose gas for our trap parameters, and $g_2(x) = \sum_{n=1}^{\infty} x^n/n^2$. From classical field calculations [8,9,28], the BKT transition is expected at a central density of the lowest vertical level $\ln(380.3/\tilde{g})/\lambda_{dB}^2$ with small quantum corrections of order $\tilde{g}/\lambda_{dB}^2$ [11,20]. Integration of the dominating classical field corrections to the mean field [11] yields $(N/N_c)_{BKT} \approx 1.26$ as the critical value of the particle number. Close to this value, the experimental profiles are already peaked at low momentum [Fig. 2(c)].

In order to analyze our experimental findings further, we now consider two quantities: the half width at half maximum (HWHM) and the fraction of atoms in the central pixel N_0/N. The advantage of these two quantities is that they are model independent and quantify the degree of coherence of the gas. The HWHM gives a measure of the inverse of the coherence length, whereas the fraction of atoms in the central pixel is related to the fraction of atoms which are coherent on a length scale larger than $\sim 5\ \mu$m. In Fig. 3, we plot these two quantities as functions of N/N_c. The HWHM is normalized to the HWHM of a Gaussian distribution:

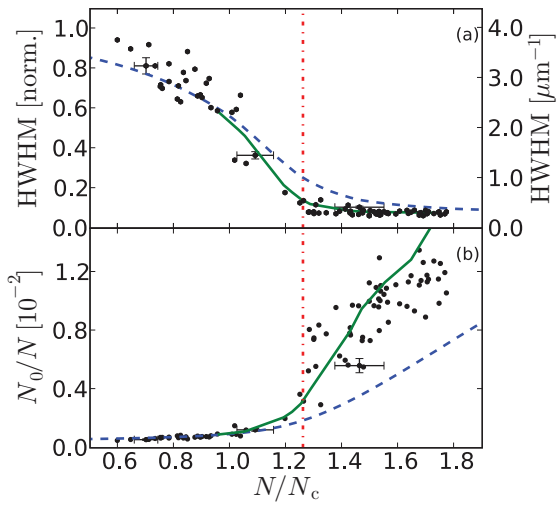


FIG. 3. (Color online) (a) Half width at half maximum of the profiles, normalized to the HWHM of a Gaussian profile for the same temperature, plotted versus the number of atoms normalized to N_c. (b) Fraction of atoms in the central pixel of the image, N_0/N. Blue dashed line, mean-field prediction for $T = 64.5$ nK. Green continuous line, Monte Carlo data for $T = 64.5 \pm 0.3$ nK. Red vertical dot-dashed line, superfluid transition.

$2\sqrt{\pi\ln(2)}/\lambda_{dB} = 4.0\ \mu\text{m}^{-1}$. Already for $N/N_c \approx 0.5$, the normalized width of the momentum distribution starts to decrease from 1. In other words, the distribution is not a Gaussian any more and tends to peak at low momentum. At the superfluid transition point ($N/N_c \approx 1.26$), the HWHM has already decreased by a factor of $\sim$7. After the transition, the HWHM saturates to a value corresponding to the imaging resolution.

The change of shape in the momentum distribution is also reflected in the fraction of atoms in the central pixel [Fig. 3(b)]. This value increases rapidly with the number of atoms. For low atom number, it corresponds to the decrease of the width. For high atom number, while the HWHM saturates, the fraction of atoms in the central pixel keeps growing, reflecting the increasing coherence of the gas with atom number. In our experiment, we finely tune the degeneracy of the cloud and thus resolve the increase of coherence close to the BKT phase transition [19], which does not appear as a sharp feature. This is in contrast to what is predicted for the superfluid fraction [10,25].

In addition to the experimental points, we also plot Monte Carlo simulations and mean-field calculations for our experimental conditions. The Monte Carlo simulations show a good agreement with our experimental findings. The mean-field results coincide with the Monte Carlo simulations at low atom number up to about $N/N_c \approx 1$. For high degeneracy parameters $N/N_c > 1$, the mean-field model underestimates the height of the coherence peak, showing that beyond-mean-field effects become important. It is remarkable that the mean-field approximation captures the initial increase of the coherence length. This effect is thus not directly linked to the physics of the BKT phase transition for which the theory is inherently beyond mean field. In fact, even in a 2D noninteracting trapped Bose gas, for which calculations are

exact, there is also an increase of the coherence length before the Bose-Einstein phase transition.

The presence of a low-momentum coherence peak cannot be considered as an unambiguous signature of the BKT phase transition. An accurate signature, however, is the slow algebraic decay of the first-order coherence function (as $1/r^{\alpha}$ with $\alpha < 0.25$) [7]. This decay can in principle be observed in the momentum distribution, and indeed our QMC calculations show a change of slope (to negative) in the function $k^{2-\alpha}n(k)$ at low momentum, $k < \lambda_{\mathrm{dB}}^{-1}$ for $N \gtrsim 1.3N_c$, together with the onset of superfluidity. Unfortunately, our experimental resolution is not sufficient for direct observation of this feature.

In conclusion, we have studied the momentum distribution of a trapped interacting 2D Bose gas. In particular, we show that the momentum distribution narrows progressively and well before the BKT phase transition and therefore that a peak in the momentum distribution is not an evidence of the BKT transition. We also performed a quantitative comparison of the experimental momentum distribution profiles with mean-field and Monte Carlo calculations, strengthening our interpretation. Our detailed characterization of the 2D trapped-Bose-gas momentum distribution will be a useful tool for further studies of the remarkable properties of 2D gases of ultracold atoms.

We thank M. Robert-de-Saint-Vincent for early contributions to the experiment, F. Moron and A. Villing for technical assistance, and J. Dalibard, T. Giamarchi, and W. Krauth for discussions. This research was supported by CNRS, Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche, Direction Générale de l'Armement, Grant No. ANR-08-blan-0016-01, IXBLUE, RTRA "Triangle de la physique," the EuroQuasar program of the ESF and EU, and iSense. LCFIO is a member of IFRAF.

[1] N. D. Mermin and H. Wagner, Phys. Rev. Lett. **17**, 1133 (1966).
[2] P. Hohenberg, Phys. Rev. **158**, 383 (1967).
[3] V. Berezinskii, Sov. Phys. JETP **34**, 610 (1972).
[4] J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, J. Phys. C **6**, 1181 (1973); J. M. Kosterlitz, *ibid*. **7**, 1046 (1974).
[5] D. J. Bishop and J. D. Reppy, Phys. Rev. Lett. **40**, 1727 (1978).
[6] D. J. Resnick, J. C. Garland, J. T. Boyd, S. Shoemaker, and R. S. Newrock, Phys. Rev. Lett. **47**, 1542 (1981).
[7] Z. Hadzibabic, P. Krüger, M. Cheneau, B. Battelier, and J. Dalibard, Nature (London) **441**, 1118 (2006).
[8] N. Prokof'ev, O. Ruebenacker, and B. Svistunov, Phys. Rev. Lett. **87**, 270402 (2001).
[9] N. Prokof'ev and B. Svistunov, Phys. Rev. A **66**, 043608 (2002).
[10] R. N. Bisset, M. J. Davis, T. P. Simula, and P. B. Blakie, Phys. Rev. A **79**, 033626 (2009).
[11] M. Holzmann, M. Chevallier, and W. Krauth, Phys. Rev. A **81**, 043622 (2010).
[12] S. P. Rath, T. Yefsah, K. J. Günter, M. Cheneau, R. Desbuquois, M. Holzmann, W. Krauth, and J. Dalibard, Phys. Rev. A **82**, 013609 (2010).
[13] C.-L. Hung, X. Zhang, N. Gemelke, and C. Chin, Nature (London) **470**, 236 (2011).
[14] T. Yefsah, R. Desbuquois, L. Chomaz, K. J. Günter, and J. Dalibard, Phys. Rev. Lett. **107**, 130401 (2011).
[15] P. Cladé, C. Ryu, A. Ramanathan, K. Helmerson, and W. D. Phillips, Phys. Rev. Lett. **102**, 170401 (2009).
[16] F. Gerbier, J. H. Thywissen, S. Richard, M. Hugbart, P. Bouyer, and A. Aspect, Phys. Rev. A **67**, 051602 (2003).
[17] S. Richard, F. Gerbier, J. H. Thywissen, M. Hugbart, P. Bouyer, and A. Aspect, Phys. Rev. Lett. **91**, 010405 (2003).
[18] P. Krüger, Z. Hadzibabic, and J. Dalibard, Phys. Rev. Lett. **99**, 040402 (2007).
[19] S. Tung, G. Lamporesi, D. Lobser, L. Xia, and E. A. Cornell, Phys. Rev. Lett. **105**, 230408 (2010).
[20] M. Holzmann and W. Krauth, Phys. Rev. Lett. **100**, 190402 (2008).
[21] J.-F. Clément, J.-P. Brantut, M. Robert-de-Saint-Vincent, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer, Phys. Rev. A **79**, 061406(R) (2009).
[22] A. Couvert, M. Jeppesen, T. Kawalec, G. Reinaudi, R. Mathevet, and D. Guéry-Odelin, Europhys. Lett. **83**, 50001 (2008).
[23] M. Robert-de-Saint-Vincent, J.-P. Brantut, B. Allard, T. Plisson, L. Pezzé, L. Sanchez-Palencia, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer, Phys. Rev. Lett. **104**, 220602 (2010).
[24] For the detailed analysis of the profiles, we slightly correct t_{TOF} to the value $[(t_{\mathrm{TOF}}^2 + 1/\omega_x^2)(t_{\mathrm{TOF}}^2 + 1/\omega_y^2)]^{1/4} = 85\,\mathrm{ms}$, to take into account the effect of the initial size. We checked on the mean-field model that this expression corrects the finiteness of t_{TOF} at leading order.
[25] Z. Hadzibabic and J. Dalibard, Riv. Nuovo Cimento **34**, 389 (2011).
[26] W. Krauth, Phys. Rev. Lett. **77**, 3695 (1996).
[27] M. Holzmann, W. Krauth, and M. Naraschewski, Phys. Rev. A **59**, 2956 (1999).
[28] M. Holzmann, G. Baym, J.-P. Blaizot, and F. Laloë, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **104**, 1476 (2007).

Effect of disorder close to the superfluid transition in a two-dimensional Bose gas

B. Allard,[1] T. Plisson,[1] M. Holzmann,[2,3] G. Salomon,[1] A. Aspect,[1] P. Bouyer,[1,4] and T. Bourdel[1,*]
[1]*Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, 2, Avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau Cedex, France*
[2]*LPTMC, UMR 7600 of CNRS, Université P. et M. Curie, 75752 Paris, France*
[3]*Université Grenoble 1/CNRS, LPMMC, UMR 5493, B.P. 166, 38042 Grenoble, France*
[4]*LP2N, Univ Bordeaux 1, IOGS, CNRS, 351 cours de la Libération, 33405 Talence, France*
(Received 5 December 2011; published 2 March 2012)

We experimentally study the effect of disorder on trapped quasi-two-dimensional (2D) ^{87}Rb clouds in the vicinity of the Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT) phase transition. The disorder correlation length is of the order of the Bose gas characteristic length scales (thermal de Broglie wavelength, healing length) and disorder thus modifies the physics at a microscopic level. We analyze the coherence properties of the cloud through measurements of the momentum distributions for two disorder strengths as a function of its degeneracy. For moderate disorder, the emergence of coherence remains steep but is shifted to a lower entropy. In contrast, for strong disorder, the growth of coherence is hindered. Our study is an experimental realization of the dirty boson problem in a well controlled atomic system suitable for quantitative analysis.

DOI: 10.1103/PhysRevA.85.033602 PACS number(s): 67.85.Jk, 05.10.Ln, 05.60.Gg, 74.62.En

I. INTRODUCTION

Together with band structure and interactions, disorder is a key ingredient for the understanding of transport in condensed matter physics [1]. At low temperature it affects the conductivity of a metal and it even induces phase transitions to insulating states [2]. A striking example is Anderson localization [3], which has recently been observed in three-dimensional (3D) ultracold gases [4].

Disorder is especially relevant in 2D systems, such as Si-MOSFET (metal-oxide-semiconductor field-effect transistor) [5], or thin metal films [6], in which quantum phase transitions to insulating phases have been observed. Moreover, in high-T_c superconductors, doping intrinsically introduces inhomogeneities in the CuO planes [7]. Understanding the complex interplay between disorder and interactions in these systems remains a major challenge.

Whereas the above mentioned electronic systems are fermionic, superconductivity originates from the bosonic nature of Cooper pairs. As long as disorder does not break the Cooper pairs, the problem is reduced to a study of dirty bosons [8,9]. It has mainly been studied numerically in the framework of the disordered 2D Bose-Hubbard model. Disorder can both favor or disfavor superfluidity [10], and the occurrence of a Bose glass, an insulating, gapless, compressible phase has been predicted [8].

In the context of ultracold atoms, the properties of disordered *trapped* Bose gases have been studied both in one-dimension (1D) [11–13] and 3D [14]. In 2D Bose gases in the absence of disorder, the Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT) superfluid phase transition [15] has been experimentally studied through the modification of the gas coherence properties associated with the pairing of thermal vortices [16,17]. In a continuous system, the effect of disorder on the BKT superfluid transition is expected to depend on the correlation length of the disorder σ, which has to be compared to the characteristic length scales of the cloud such as the thermal de Broglie wavelength λ_{dB} and the healing length ξ, that is, the vortex core size [18]. For slowly varying disorder ($\sigma \gg \xi,\lambda_{\mathrm{dB}}$), the physics can be locally described by the homogeneous BKT transition, and disorder causes a percolation transition of superfluid islands. In contrast, for a microscopically correlated disorder ($\sigma \lesssim \xi,\lambda_{\mathrm{dB}}$), tunneling is possible and the very nature of the phase transition is affected.

A recent Monte Carlo study of the homogeneous 3D Bose gas in the presence of speckle disorder [18] has shown that, depending on its correlation length σ, the disorder can either reduce the critical temperature (due to quantum localization) or increase it because of the reduction of the available volume (see Fig. 14 in [18]). However there have been so far no theoretical prediction for the effect of disorder on the BKT superfluid transition in a continuous 2D system. As in 3D, Anderson localization [3] and percolation phenomena are likely to affect the superfluid transition, but reducing dimensionality should enhance their effects [18,19]. In addition, new phenomena affecting specifically the BKT transition such as enhanced phase fluctuations or vortex pinning [20] may play an important role.

In this paper we present an experimental study of the effect of microscopically correlated disorder on the coherence properties of a 2D ultracold atomic gas near the BKT superfluid transition. As in [21], the coherence properties are probed by the study of the momentum distribution, which is the Fourier transform of the first order correlation function g_1 [22]. We observe that an adiabatic ramping up of the disorder results in a suppression of the low momentum peak, that is, a decrease of coherence. In particular, for a moderate disorder strength of 0.4 times the temperature, we measure a small shift of the emergence of coherence toward low entropy. For stronger disorder strength of the order of the temperature, the growth of coherence is significantly hindered both as a function of entropy and temperature.

II. EXPERIMENTAL SETUP

Our experiment starts with a quantum degenerate 2D Bose gas in a trap obtained from a combination of a blue detuned

*thomas.bourdel@institutoptique.fr

 ©2012 American Physical Society

TEM_{01} beam, which confines the gas in a horizontal plane, and a red detuned Gaussian beam for the in-plane confinement [21]. The trap oscillation frequencies are $\omega_x/2\pi = 8$ Hz, $\omega_y/2\pi = 15$ Hz, $\omega_z/2\pi = 1.5$ kHz. The atom number N is varied between 2×10^4 and 6×10^4 in order to change the degeneracy of the gas across the BKT transition. The temperature, measured from a fit to the wings of the momentum distribution using a Hartree-Fock mean-field model [21], remains constant at 64.5 ± 2.0 nK. At this temperature ~70% of the atoms are in the ground state of the vertical harmonic oscillator. The dimensionless 2D interaction strength is $\tilde{g} = \sqrt{8\pi}a_s/a_z = 0.096$, where $a_s = 5.3$ nm is the 3D scattering length, $a_z = \sqrt{\hbar/m\omega_z} \approx 0.28\ \mu$m is the vertical harmonic oscillator characteristic length, m is the atom mass, and $\hbar$ is the reduced Planck constant.

The disorder potential is a speckle pattern produced by a 532 nm laser beam, which passes through a diffusive plate and is focused on the atoms. The repulsive disorder potential is characterized by its mean value $\overline{V}$ (equal to its standard deviation) and its correlation lengths, inversely proportional to the numerical aperture of the optical system [23]. Given the intensity of the beam and its transverse waist radius of 1 mm, the maximum value of $\overline{V}$ felt by the atoms is $\overline{V}_{\max} = k_B \times 60(10)$ nK. As the beam is tilted by 30°, the in-plane disorder is effectively anisotropic [24]. The correlation lengths of the disorder are such that $\sigma_x/2 = \sigma_y = 0.5\ \mu$m (half-width at $1/\sqrt{e}$). These correlation lengths are of the order of both the thermal de Broglie wavelength $\lambda_{dB} = \sqrt{2\pi\hbar^2/mk_BT} \approx 0.73\ \mu$m and the healing length (at the BKT transition) $\xi = \lambda_{dB}/\sqrt{D_c\tilde{g}} \approx 0.82\ \mu$m, where $D_c \approx \ln(380.3/\tilde{g}) \approx 8.3$ is the BKT critical phase space density [25]. However, σ_x and σ_y are small compared to the Thomas-Fermi radii of the cloud at the BKT transition $l_x = \frac{\hbar\sqrt{2\tilde{g}D_c}}{m\omega_x\lambda_{dB}} = 25\ \mu$m, $l_y = (\omega_x/\omega_y)l_x = 13\ \mu$m, a necessary condition for self-averaging measurements. In our experiment we use a single realization of the speckle pattern.

In the experimental sequence the disorder potential is slowly ramped up in 250 ms after the preparation of the 2D gas. After a holding time of 250 ms, all trapping potentials including the disorder are switched off and the atom cloud expands in 3D during a free fall of 83.5 ms. The column density of the gas along z is then measured by fluorescence imaging from the top. As explained in Ref. [21], it reflects the in-trap momentum distribution in the x, y plane. Since, the momentum distributions appear to be cylindrically symmetric, we perform an azimuthal averaging [26] to obtain the momentum profiles $n(k)$ as a function of the wave number k.

III. RESULTS

We study the effect of disorder on the momentum distribution for different initial conditions, both above and below the BKT transition. A narrow momentum distribution is the signature of a large coherence length in the sample. We quantify the degeneracy of the nondisordered gas with the ratio N/N_c, where N_c is the critical atom number of an ideal 3D Bose gas in our anisotropic trap. From our previous study of the 2D Bose gas in the absence of disorder [21], we know that the BKT phase transition happens at $N/N_c \approx 1.26$ for our parameters. In Fig. 1 we compare the momentum distribution without disorder to the results obtained after ramping up the disorder potential to $\overline{V} = 0.4\,\overline{V}_{\max}$ and $\overline{V} = \overline{V}_{\max}$. For $N/N_c = 1.06$ [Fig. 1(c)] and in the absence of disorder, the gas is in the normal phase. In this case, the addition of the disorder has little effect, reducing slightly the low momentum population ($k < 2\ \mu\text{m}^{-1}$). For $N/N_c = 1.32$ [Fig. 1(b)] the gas has just entered the superfluid phase in the absence of disorder and a low momentum peak is clearly present. In this case the disorder has a strong effect. The population at very low momentum ($k < 0.5\ \mu\text{m}^{-1}$) is strongly suppressed and the low momentum peak almost disappears. The profiles with disorder are then qualitatively similar to the one in the normal phase [Fig. 1(c)]. For $N/N_c = 1.75$ [Fig. 1(a)] and in the absence of disorder, the gas is deep in the superfluid phase with a large low momentum peak. In this case the addition of the disorder leads to a reduction of the height of the peak but not to its disappearance. In all our data, adding disorder always results in a reduction of the coherence of the Bose gas.

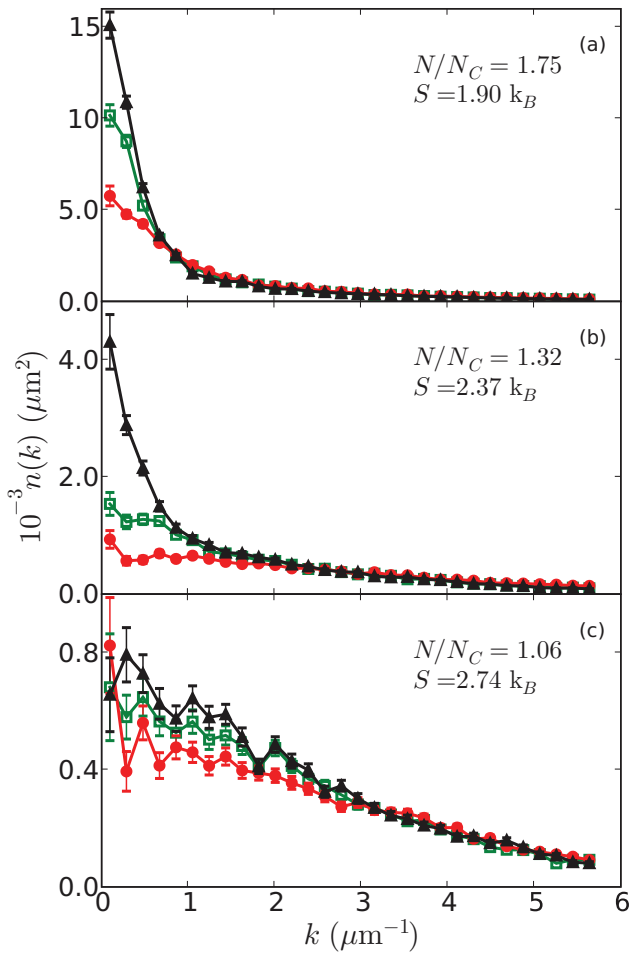


FIG. 1. (Color online) Azimuthally averaged momentum distribution profiles for (a) $N = 5.6 \times 10^4$, (b) $N = 3.8 \times 10^4$, and (c) $N = 2.9 \times 10^4$. In each case we show the influence of the disorder: no disorder $\overline{V} = 0$ (black triangles), $0.4\,\overline{V}_{\max}$ (green open squares), and $\overline{V}_{\max}$ (red circles).

It should be noted that slowly applying the disorder preserves the entropy. When the disorder potential is ramped

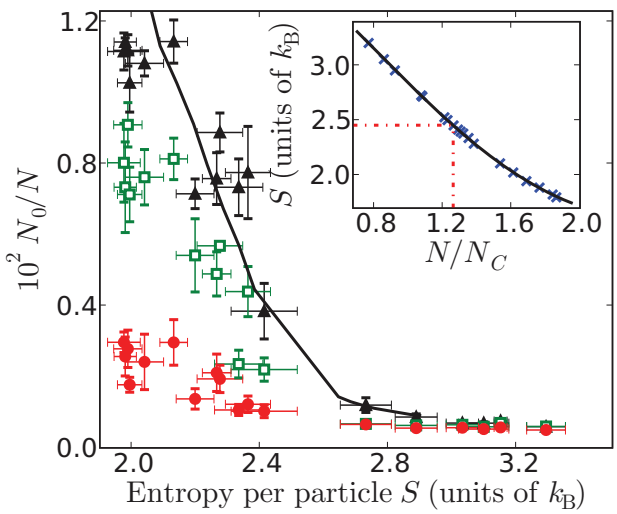


FIG. 2. (Color online) Fraction of atoms N_0/N in the central pixel of the momentum distribution as a function of the average entropy per particle S: nondisordered case $\overline{V} = 0$ (black triangles), $\overline{V} = 0.4\,\overline{V}_{\max}$ (green open squares), and $\overline{V} = \overline{V}_{\max}$ (red circles). Each point results from the averaging of five experimental profiles and the error bars are statistical. The line corresponds to a Monte Carlo simulation in the absence of disorder [21]. Inset: entropy per particle measured by quantum Monte Carlo simulations at 64.5 nK (blue cross) and fitted by a third order polynomial (black line). The dashed lines indicate the BKT transition.

up to a mean value $\overline{V}_{\max}$ in 250 ms and then down in 250 ms, we find no heating and no atom loss compared to the nondisordered situation, within our experimental precision (± 1 nK). This uncertainty comes from both the shot-to-shot fluctuation of the experiment and the accuracy of the fitting procedure. We thus observe that adding the disorder is a reversible process. In the following we assume that consecutive pictures with and without disorder correspond to the same entropy (Fig. 1). Presenting our data as a function of entropy is then a natural choice.

Even in the absence of disorder, we however do not have experimental access to the entropy. To find the correspondence between the ratio N/N_c, extracted from our measurements and entropy, we rely on quantum Monte Carlo simulations of the nondisordered *in situ* distribution [27], from which the entropy can be determined because of the scale invariance of the 2D Bose gas [28]. The calibration of the average entropy per particle S as a function of N/N_c for our experimental conditions is shown in the inset of Fig. 2.

IV. ANALYSIS AND DISCUSSION

In order to analyze our result in a simple way, we would like to characterize the degree of coherence of the gas with a single number and not with the full momentum distribution. A natural quantity to consider is the coherence length, that is, the inverse of the width of the momentum distribution. However, in our case, the width of the momentum distribution saturates because of the limited resolution of our imaging system for highly coherent clouds [21]. As an alternative we choose to focus our analysis on the fraction of atoms N_0/N in the central pixel of the momentum distribution ($k < 0.2\ \mu\mathrm{m}^{-1}$). It is also a well-defined model-independent quantity and it is related to the fraction of atoms that are coherent on a length scale larger than $\sim 5\ \mu$m [29]. We plot N_0/N as a function of the entropy per particle S (Fig. 2) and find that, at fixed entropy, the coherence of the gas is reduced in the presence of disorder. For $\overline{V} = 0.4\,\overline{V}_{\max}$, the emergence of coherence is slightly shifted to a lower entropy per particle by $0.2(1)\,k_B$, compared to the nondisordered case. For $\overline{V} = \overline{V}_{\max}$, we never reach a sufficiently low entropy to observe a large increase of coherence.

Since the phase diagram of disordered systems is typically presented as a function of disorder and temperature [30], we now complement our analysis of the coherence as a function of these quantities. This means that we have to determine the temperature from the experimental disordered profiles. In the absence of an exact theoretical model for 2D disordered gases, we use our nondisordered Hartree-Fock mean-field model [21], which we expect to be valid at large momenta. Experimentally we fit to the wings of the distribution between a variable cut-off momentum k_c and 12 $\mu\mathrm{m}^{-1}$. We find that for $2.75 \leqslant k_c \leqslant 3.75\ \mu\mathrm{m}^{-1}$ our signal to noise ratio is sufficient and the fitted temperature varies typically less than 1 nK, indicating that our model is reasonably accurate in this range. We use $k_c = 3.5\ \mu\mathrm{m}^{-1}$ in the following analysis. For $\overline{V} = \overline{V}_{\max}$ the temperature is found to increase on average by 5.5 nK compared to the nondisordered case ($T = 64.5$ nK).

Figure 3 presents N_0/N as a function of the temperature normalized to T_c, the critical temperature for an ideal 3D Bose gas in our anisotropic trap and the measured atom number. The results without disorder and with a disorder of amplitude $0.4\,\overline{V}_{\max}$ are similar and no clear shift is visible. Within our accuracy we can conclude that for this amount of disorder

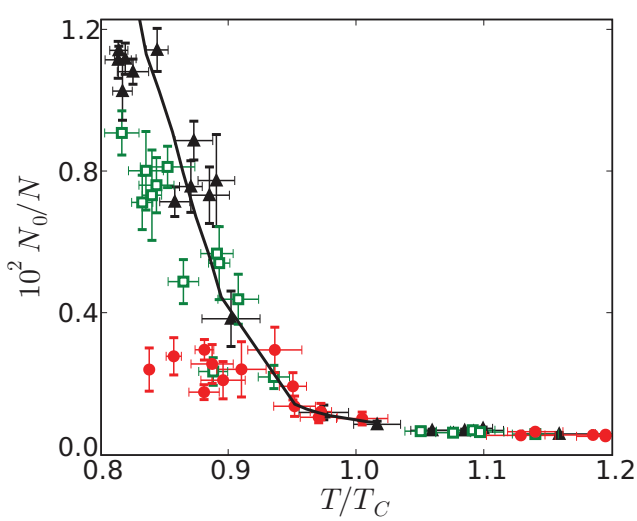


FIG. 3. (Color online) Fraction of atoms N_0/N in the central pixel of the momentum distribution as a function of the normalized estimated temperature for disorder strengths, $\overline{V} = 0$ (black triangles), $\overline{V} = 0.4\,\overline{V}_{\max}$ (green open squares), and $\overline{V} = \overline{V}_{\max}$ (red circles). T_c is the critical temperature of an ideal 3D Bose gas in our anisotropic trap. Each point results from the averaging of five experimental profiles and the error bars are statistical. The line corresponds to a Monte Carlo simulation in the absence of disorder [21].

the coherence properties are weakly affected. Note that the classical percolation threshold $\sim 0.52\bar{V} \approx 13$ nK [31] is larger than the mean-field chemical potential at the phase transition in the absence of disorder $\mu_c = \tilde{g}\hbar^2 D_c/m\lambda_{\mathrm{dB}}{}^2 \approx k_{\mathrm{B}} \times 8$ nK. The observation of a weak effect of disorder is a signature that classical percolation is not relevant in the regime of a microscopically correlated disorder ($\sigma \sim \xi, \lambda_{\mathrm{dB}}$).

For $\overline{V} = \overline{V}_{\max}$, the coherence increases much slower when T/T_c decreases. The coherence properties of the gas are greatly modified. This finding contrasts with the 3D quantum Monte Carlo calculation, which predicts a significant effect of the disorder only at larger disorder strength [18]. We thus show the enhanced role of disorder in 2D as compared to 3D. At our lowest temperatures, N_0/N does not reach the value of 0.0035 which corresponds to the superfluid transition in the absence of disorder [21]. Although we do not directly measure the superfluid fraction [17] since the superfluid transition is generally associated with the apparition of long range coherence, we can suspect that our system is not in a superfluid phase and that the critical temperature for superfluidity is shifted down by a significant amount. Actually, for our amount of disorder [32], the existence of a superfluid is not guaranteed even at zero temperature because of the disorder-driven quantum phase transition from a superfluid to an insulating Bose glass phase [30].

V. CONCLUSION

In conclusion, we have shown that a microscopically correlated disorder ($\sigma \sim \xi, \lambda_{\mathrm{dB}}$) always reduces the coherence of a 2D Bose gas, both at constant temperature and entropy. For moderate disorder strength of $0.4T$, the reduction is weak although we are able to measure a small shift of the emergence of coherence toward low entropy. A disorder strength of the order of gas temperature leads to a qualitative change of behavior with a suppressed coherence growth. We interpret the observed strong suppression of the coherence growth as a large shift of the superfluid transition. Theoretical studies in our experimental conditions would be of great interest and would strengthen our analysis. The mechanism of the disorder action can also be addressed both experimentally and theoretically. In the future, similar studies on strongly interacting fermions would add the possibility of elucidating the physics of disorder-induced breaking of bosonic pair.

Note added. Recently, we have learned about a complementary work about disordered 2D Bose gases in the deep superfluid regime [33]. It is focused on the different behaviors between quasicondensate fraction and coherence.

ACKNOWLEDGMENTS

We acknowledge F. Moron and A. Villing for technical assistance, J. Dalibard, T. Giamarchi, W. Krauth, and S. Piatecki for discussions. This research was supported by CNRS, Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche, Direction Générale de l'Armement, ANR-08-blan-0016-01, IXBLUE, RTRA: Triangle de la physique, EuroQuasar program of the ESF and EU, Sense, ERC senior grant Quantatop. LCFIO is supported by IFRAF.

[1] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics* (Saunders College, Philadelphia, 1976).

[2] M. Imada, A. Fujimori, and Y. Tokura, Rev. Mod. Phys. **70**, 1039 (1998).

[3] P. Anderson, Phys. Rev. **109**, 1492 (1958).

[4] S. S. Kondov, W. R. McGehee, J. J. Zirbel, and B. DeMarco, Science **334**, 66 (2011); F. Jendrzejewski, A. Bernard, K. Müller, P. Cheinet, V. Josse, M. Piraud, L. Pezzé, L. Sanchez-Palencia, A. Aspect, and P. Bouyer, e-print arXiv:1108.0137v2; with a mapping to a quasiperiodic kicked rotor: J. Chabé, G. Lemarié, B. Grémaud, D. Delande, P. Szriftgiser, and J. C. Garreau, Phys. Rev. Lett. **101**, 255702 (2008).

[5] S. V. Kravchenko and M. P. Sarachik, Rep. Prog. Phys. **67**, 1 (2004).

[6] A. M. Goldman and N. Marković, Phys. Today **51**, 39 (1998).

[7] S. H. Pan, J. P. O'Neal, R. L. Badzey, C. Chamon, H. Ding, J. R. Engelbrecht, Z. Wang, H. Eisaki, S. Uchida, A. K. Gupta, K.-W. Ng, E. W. Hudson, K. M. Lang, and J. C. Davis, Nature (London) **413**, 282 (2001).

[8] M. P. A. Fisher, G. Grinstein, and S. M. Girvin, Phys. Rev. Lett. **64**, 587 (1990).

[9] A. T. Bollinger, G. Dubuis, J. Yoon, D. Pavuna, J. Misewich, and I. Bozović, Nature (London) **472**, 458 (2011).

[10] W. Krauth, N. Trivedi, and D. Ceperley, Phys. Rev. Lett. **67**, 2307 (1991); F. Lin, E. S. Sørensen, and D. M. Ceperley, Phys. Rev. B **84**, 094507 (2011); S. G. Söyler, M. Kiselev, N. V. Prokof'ev, and B. V. Svistunov, Phys. Rev. Lett. **107**, 185301 (2011).

[11] L. Fallani, J. E. Lye, V. Guarrera, C. Fort, and M. Inguscio, Phys. Rev. Lett. **98**, 130404 (2007); B. Deissler, M. Zaccanti, G. Roati, C. DErrico, M. Fattori, M. Modugno, G. Modugno, and M. Inguscio, Nat. Phys. **6**, 354 (2010).

[12] Y. P. Chen, J. Hitchcock, D. Dries, M. Junker, C. Welford, and R. G. Hulet, Phys. Rev. A **77**, 033632 (2008); D. Clément, P. Bouyer, A. Aspect, and L. Sanchez-Palencia, *ibid.* **77**, 033631 (2008).

[13] B. Gadway, D. Pertot, J. Reeves, M. Vogt, and D. Schneble, Phys. Rev. Lett. **107**, 145306 (2011).

[14] M. White, M. Pasienski, D. McKay, S. Q. Zhou, D. Ceperley, and B. DeMarco, Phys. Rev. Lett. **102**, 055301 (2009); M. Pasienski, D. McKay, M. White, and B. DeMarco, Nat. Phys. **6**, 677 (2010).

[15] V. L. Berezinskii, Sov. Phys. JETP **34**, 610 (1972); J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, J. Phys. C **6**, 1181 (1973); D. J. Bishop and J. D. Reppy, Phys. Rev. Lett. **40**, 1727 (1978).

[16] Z. Hadzibabic, P. Krüger, M. Cheneau, B. Battelier, and J. Dalibard, Nature (London) **441**, 1118 (2006); Z. Hadzibabic and J. Dalibard, Riv. Nuo. Cim. **34**, 389 (2011).

[17] Actually, the superfluid fraction has never been directly measured in 2D quantum gases.

[18] S. Pilati, S. Giorgini, and N. Prokof'ev, Phys. Rev. Lett. **102**, 150402 (2009); S. Pilati, S. Giorgini, M. Modugno, and N. Prokof'ev, New J. Phys. **12**, 073003 (2010).

[19] E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, and T. V. Ramakrishnan, Phys. Rev. Lett. **42**, 673 (1979).

[20] G. Blatter, M. Y. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).

[21] T. Plisson, B. Allard, M. Holzmann, G. Salomon, A. Aspect, P. Bouyer, and T. Bourdel, Phys. Rev. A **84**, 061606(R) (2011).

[22] F. Gerbier, J. H. Thywissen, S. Richard, M. Hugbart, P. Bouyer, and A. Aspect, Phys. Rev. A **67**, 051602 (2003); S. Richard, F. Gerbier, J. H. Thywissen, M. Hugbart, P. Bouyer, and A. Aspect, Phys. Rev. Lett. **91**, 010405 (2003), and references therein.

[23] D. Clément, A. F. Varón, J. A. Retter, L. Sanchez-Palencia, A. Aspect, and P. Bouyer, New J. Phys. **8**, 165 (2006).

[24] M. Robert-de-Saint-Vincent, J.-P. Brantut, B. Allard, T. Plisson, L. Pezzé, L. Sanchez-Palencia, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer, Phys. Rev. Lett. **104**, 220602 (2010).

[25] N. Prokof'ev, O. Ruebenacker, and B. Svistunov, Phys. Rev. Lett. **87**, 270402 (2001); N. Prokof'ev and B. Svistunov, Phys. Rev. A **66**, 043608 (2002).

[26] S. P. Rath, T. Yefsah, K. J. Günter, M. Cheneau, R. Desbuquois, M. Holzmann, W. Krauth, and J. Dalibard, Phys. Rev. A **82**, 013609 (2010).

[27] M. Holzmann and W. Krauth, Phys. Rev. Lett. **100**, 190402 (2008).

[28] T. Yefsah, R. Desbuquois, L. Chomaz, K. J. Günter, and J. Dalibard, Phys. Rev. Lett. **107**, 130401 (2011).

[29] Experimentally, the correspondence between N_0/N and the width of the momentum distribution $n(k)$ is only weakly modified in the presence of disorder. This correspondence can be found in Ref. [21].

[30] I. L. Aleiner, B. L. Altshuler, and G. V. Shlyapnikov, Nat. Phys. **6**, 900 (2010).

[31] L. N. Smith and C. J. Lobb, Phys. Rev. B **20**, 3653 (1979); A. Weinrib, *ibid.* **26**, 1352 (1982).

[32] We are not aware of any calculations of the critical parameters of a correlated disordered system at the quantum phase transition in a continuous 2D system. A rough estimate may be obtained from disordered 2D Bose-Hubbard models. Since the typical microscopic distance of our experimental setup is given by $a \approx (\sigma_x \sigma_y)^{1/2} \approx \lambda_{\mathrm{dB}}$, the relevant lattice parameters are $t = \hbar^2/2ma^2$ and $U = \hbar^2 \tilde{g}/ma^2$. The critical on-site disorder strength for the Bose glass transition [10] $\Delta_c \simeq 20t\sqrt{U/t}$ then corresponds to $\approx$50 nK for our parameters.

[33] M. C. Beeler, M. E. W. Reed, T. Hong, and S. L. Rolston, e-print arXiv:1111.1316v1.

Publications sur le ^{39}K

A Letters Journal Exploring the Frontiers of Physics

December 2013

EPL, **104** (2013) 63002
doi: 10.1209/0295-5075/104/63002

www.epljournal.org

Gray-molasses cooling of ^{39}K to a high phase-space density

G. Salomon[1], L. Fouché[1], P. Wang[1(a)], A. Aspect[1], P. Bouyer[2] and T. Bourdel[1(b)]

[1] *Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud - 2, Avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau Cedex, France*
[2] *LP2N, Univ Bordeaux 1, IOGS, CNRS - 351, Cours de la Libération, 33405 Talence, France*

received 4 October 2013; accepted in final form 20 December 2013
published online 13 January 2014

PACS 37.10.De – Atom cooling methods
PACS 37.10.Gh – Atom traps and guides
PACS 67.85.-d – Ultracold gases, trapped gases

Abstract – We present new techniques in cooling ^{39}K atoms using laser light close to the D1 transition. First, a new compressed-MOT configuration is taking advantage of gray-molasses–type cooling induced by blue-detuned D1 light. It yields an optimized density of atoms. Then, we use pure D1 gray molasses to further cool the atoms to an ultra-low temperature of $6\,\mu$K. The resulting phase-space density is 2×10^{-4} and will ease future experiments with ultracold potassium. As an example, we use it to directly load up to 3×10^{7} atoms in a far detuned optical trap, a result that opens the way to the all-optical production of potassium degenerate gases.

editor's choice Copyright © EPLA, 2013

Introduction. – Ultracold atomic gases are used for the study of quantum many-body physics in strongly interacting samples [1,2]. From this point of view potassium and lithium are two alkali of special interest because of the existence of both fermionic and bosonic isotopes and of broad Feshbach resonances at low magnetic fields that allow one to tune the inter-particle interactions [3–9]. Except for ^{40}K [10], these atoms however suffer from narrow hyperfine structures in their D2 excited state (see fig. 1) preventing from efficient sub-Doppler cooling with light far red-detuned from the cycling transition [11,12].

Several techniques have been used in order to overcome this limitation. Precise tuning of the lasers close to resonance on the D2 line has allowed one to reach sub-Doppler temperatures around $25\,\mu$K in ^{39}K [13,14]. Narrow-line laser cooling was also demonstrated for both lithium [15] and potassium [16]. Recently, even lower temperatures were obtained in gray-molasses cooling [17] on the D1 transition for both lithium [18] and potassium [19,20] ($12\,\mu$K for ^{39}K [20]). In this paper, we demonstrate a yet lower temperature of $6\,\mu$K in D1 gray molasses and we also show that D1 light can be used to optimize previous steps of the optical cooling sequence.

Gray molasses combine two effects, *i.e.* velocity selective coherent population trapping (VSCPT) [21] and Sisyphus cooling [22]. The atoms are optically pumped in a dark state, whose departure rate varies with the square of the atom velocity, leading to less diffusion for slow atoms (VSCPT). This motional coupling to bright states happens so that the atoms repeatedly climb up the dipole potential hills in the bright states before being pumped back to the dark state (Sisyphus cooling).

The paper is organized as follows. After a description of the *experimental setup*, we explain how D1 light can improve the phase-space density of optically captured atoms. First, a new type of *hybrid D1-D2 compressed-MOT* [23] combines blue-detuned D1 light, which induces gray-molasses Sisyphus cooling on the $F=2\rightarrow F'=2$ transition, and red-detuned D2 repumping light, which gives the trapping force. It is characterized by a higher density and a much lower temperature as compared to standard compressed-MOT using only D2 light [13,14]. We then show deep sub-Doppler cooling in pure *D1 gray optical molasses*. By ramping down the optical power, we cool all atoms to $6\,\mu$K, far below the previously obtained temperatures in optically cooled potassium [19,20]. We finally report the direct *loading of an optical dipole trap* at a phase-space density of 3×10^{-4} (see footnote [1]). This result opens the route to an all-optical production of a degenerate ^{39}K quantum gas.

(a) Present address: Institute of Opto-Electronics, Shanxi University - Taiyuan 030006, PRC.
(b) E-mail: thomas.bourdel@institutoptique.fr

[1] The given phase-space density does not take into account the different internal states.

Table 1: Experimental parameters during the various experimental sequences. $\Gamma/2\pi = 6\,\mathrm{MHz}$ is the natural linewidth of the excited state, $I_\mathrm{S} = 1.75\,\mathrm{mW}\cdot\mathrm{cm}^{-2}$ is the saturation intensity. The intensities are given at the center of a single beam. The magnetic field gradient in the MOT with D1 light and in the hybrid D1-D2 compressed-MOT (CMOT) is $9\,\mathrm{G}\cdot\mathrm{cm}^{-1}$ in the strong direction. We report the atom number N, the optimum temperature T, the density n and the phase-space density ϕ (see footnote [1]). In our setup, the different cooling steps using D1 light permit us a fiftyfold improvement in the phase-space density as compared to methods using only D2 light.

Sequences	$\delta_{2\mathrm{C}}/\Gamma$	$I_{2\mathrm{C}}/I_\mathrm{S}$	$\delta_{2\mathrm{R}}/\Gamma$	$I_{2\mathrm{R}}/I_\mathrm{S}$	$\delta_{1\mathrm{C}}/\Gamma$	$I_{1\mathrm{C}}/I_\mathrm{S}$	$\delta_{1\mathrm{R}}/\Gamma$	$I_{1\mathrm{R}}/I_\mathrm{S}$	$N(10^9)$	$T(\mu\mathrm{K})$	n (cm^{-3})	ϕ
MOT with D1 light (7 s)	−9	5	−2.7	3.5	0	1.5	0	0.5	2	$\sim 10^4$	–	–
D1-D2 CMOT (7 ms)	–	–	−1.7	0.5	3.5	3.5	–	–	1.5	200	1.3×10^{11}	10^{-6}
D1 gray molasses (7 ms)	–	–	–	–	3.5	3.5 to 0.2	3.5	1.2 to 0.07	1.5	6	1.3×10^{11}	2×10^{-4}

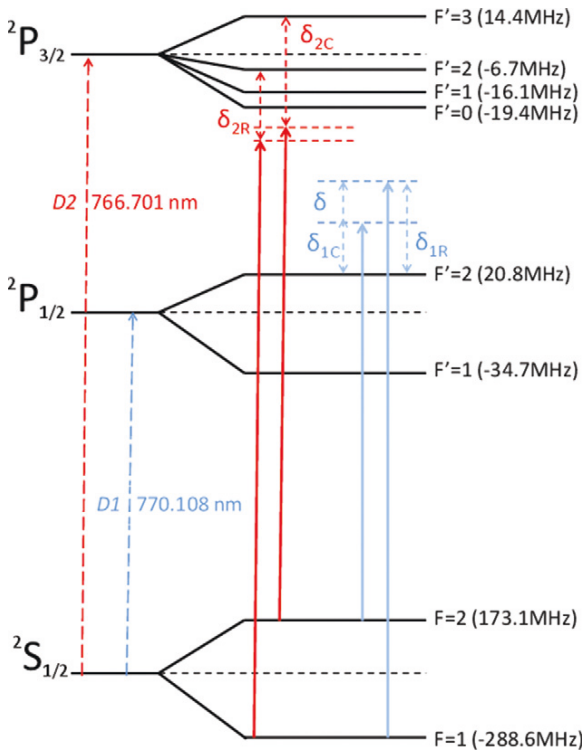


Fig. 1: (Color online) Lowest energy levels of ^{39}K atoms. The laser detunings δ_1 and δ_2 relative to the D1 and D2 optical transitions are shown. The subscripts R and C refer to the repumping transitions from the $F = 1$ ground state and to the cooling transitions from the $F = 2$ ground state.

Experimental setup. – Our experimental setup is composed of two chambers similar to those previously used for Bose-Einstein condensation of ^{87}Rb [24]. A two-dimensional magneto-optical trap (2D-MOT) in the collection chamber loads a three-dimensional (3D) MOT in the science chamber. The ^{39}K partial pressure in the collection chamber is kept at 10^{-8} mbar by heating an oven filled with metallic potassium at 100 °C and the whole chamber at 50 °C. In the science chamber the background pressure is kept at 10^{-10} mbar thanks to differential pumping. The D2 laser system is composed of a telecom fiber diode, a 2 W erbium-doped fiber amplifier (Manlight), a 50/50 fiber splitter and two periodically poled lithium nobiate waveguides (NTT Electronics) in order to produce two 100 mW beams at 767 nm [25]. Acousto-optic modulators are then used to tune the beam frequencies around the principal and repumping frequencies before recombination and injection into two 1.5 W tapered amplifiers for the 2D- and 3D-MOT.

The D1 cooling light (770 nm) is produced by a semiconductor laser diode in an interference-filter-stabilized extended cavity setup [26], which is then further amplified in a tapered amplifier. An electro-optic modulator (Qubig) is used to produce the repumping frequency. Both D1 and D2 cooling beams are then superimposed with only 10% losses using a 1 nm bandwidth interference filter (Radiant Dyes Laser). The beam containing all four frequencies (needed for D1 and D2 cooling) in the same linear polarization is then sent into a 1 to 6 fiber cluster (Shäfter-Kirchhoff). In order to produce the MOT beams, each fiber output port is then circularly polarized and collimated to a waist radius of 9 mm, with a clear aperture of 24 mm. This setup allows for an independent control of the D1 and D2 cooling frequencies and powers (see fig. 1).

Hybrid D1-D2 compressed-MOT. – Our experiment starts with loading a 3D-MOT. Surprisingly, adding exactly resonant D1 light at this stage results in an increase of the number of trapped atoms from 1.3×10^9 to 2×10^9 (see table 1). Whereas the resonant D1 light is responsible for an increase of the fluorescence rate by 25% it also causes an increase of the MOT size due to stronger photon reabsorption. As a consequence of the lower density, we observe a reduction of the rate of light assisted two body losses [27,28] on the MOT decay. This leads to an increased number of atoms in the MOT.

We then implement a new type of compressed-MOT. It uses both D1 light, which is blue-detuned from the $F = 2 \rightarrow F' = 2$ transition, and D2 repumping light, which is red-detuned from the $F = 1 \rightarrow F' = 2$ transition (see fig. 1 and table 1). We observe a reduction of the rms size of the cloud from 1.4 mm (in a D2 compressed-MOT with a large detuning of the cooling beam) to 0.9 mm, corresponding to an increase of a factor ~ 4 in the peak density. The temperature is then below 200 μK as compared to 2 mK in a D2 compressed-MOT indicating a more efficient cooling process.

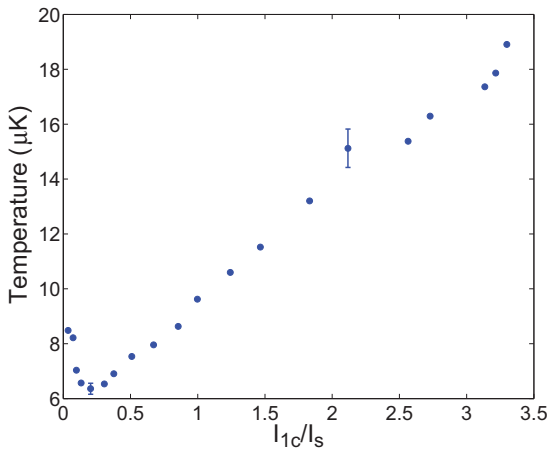


Fig. 2: (Color online) Temperature of the D1 gray molasses as a function of the D1 peak intensity per beam. The D1 repumping intensity corresponds to one third of the cooling intensity.

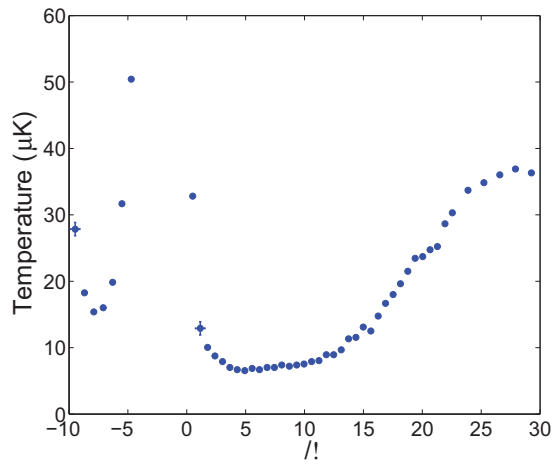


Fig. 3: (Color online) Temperature of the D1 gray molasses as a function of the global detuning Δ of the D1 cooling beams. $\Delta = 0$ corresponds to being on resonance with the D1 $F' = 2$ state. $\Delta = -9.3\,\Gamma$ corresponds to being on resonance with the D1 $F' = 1$ state.

Our interpretation is the following. Close to resonance from a $F = 2 \rightarrow F' = 2$ transition and for any light polarization, there is a dark state and four bright states, which are coherent superpositions of Zeeman sublevels. Motional coupling from the dark state to bright states takes place due to polarization gradients in our 3D $\sigma^+ - \sigma^-$ configuration. As a consequence, a gray-molasses–type cooling occurs for D1 light blue-detuned from the $F = 2 \rightarrow F' = 2$ transition [19]. The magnetic field of the order of one gauss in the trapping region is not high enough to immediately destroy the coherence of the dark state and allows Sisyphus cooling cycles to take place. This explains our observed low temperature in the compressed-MOT. Red-detuned D2 light is used to repump the atoms. In combination with the magnetic field gradient, it also leads to the only trapping force in our hybrid compressed-MOT. Furthermore, we have observed that better compression is obtained when reducing the repump intensity below the saturation intensity (see table 1). This is crucial in order to reduce photon reabsorption, a process which limits the density. For the optimal parameters, we observe a fluorescence rate in our hybrid D1-D2 compressed-MOT that is five times lower than in our MOT[2].

D1 gray optical molasses. – For the last cooling step, we use bichromatic beams in a Λ-configuration from the two $F = 1$ and $F = 2$ hyperfine ground states to the blue side of the D1 line, a setup which permits deep sub-Doppler cooling [18–20]. This technique is first taking advantage of the gray-molasses cooling mechanism on the D1 $F = 2 \rightarrow F' = 2$ transition, which is also at play in our compressed-MOT. Moreover, the two light fields at the Raman condition $\delta_{1\mathrm{C}} = \delta_{1\mathrm{R}} = \Delta$ introduce new dark states which are coherent superpositions of the $F = 1$ and $F = 2$ sublevels as in electromagnetically induced transparency [29]. There are thus additional possible gray-molasses cooling cycles, which lead to even lower temperatures. Experimentally, we have found that a repumping to cooling intensity ratio of one third is optimal [20].

We first set $\delta_{1\mathrm{C}} = \delta_{1\mathrm{R}} = \Delta = 2\pi \times 21\,\mathrm{MHz} = 3.5\,\Gamma$ and study the influence of the D1 light intensity. With a D1 peak intensity per beams of $3.5\,I_\mathrm{S}$, all atoms from the compressed-MOT are captured by the optical molasses and cooled below $25\,\mu$K in less than 2 ms. This shows the great cooling efficiency and the large capture range of the gray-molasses technique. We thus do not need a precooling stage using D2 molasses. In order to reach lower temperatures, we then ramp down the D1 power linearly in 7 ms. During this time, the atom expansion is negligible compared to the initial size of the compressed-MOT cloud. In fig. 2, we present the final temperature as a function of the final D1 molasses power. We find that the temperature decreases linearly with the final optical power for sufficiently high intensity. This may be understood, in analogy with the behavior of bright molasses, from the reduction of the induced light shifts in the dressed state picture [18]. For a cooling laser intensity of $0.2\,I_\mathrm{S}$, we find a minimal temperature of $\sim 6\,\mu$K which is a factor two below previously achieved temperatures [20]. If we start directly with this low intensity, the capture velocity of the gray molasses is reduced and only 10% of the atoms from the hybrid D1-D2 compressed-MOT are efficiently cooled (only $\sim 1.5\%$ from a D2 compressed-MOT at 2 mK). These are cooled to the same temperature of $6\,\mu$K showing the absence of density effect. The others are lost, revealing the importance of the power ramp to dynamically tune the velocity capture range. At lower intensity, the cooling mechanism is not efficient enough and the observed temperature increases.

[2] 40% (60%) of atoms are in the $F = 2$ ($F = 1$) manifold at the optimal parameters.

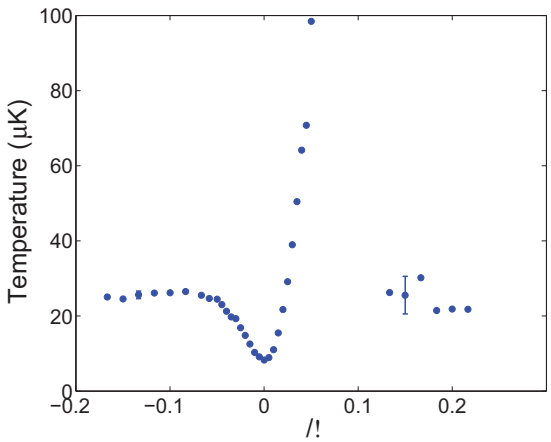


Fig. 4: (Color online) Temperature of the D1 gray molasses as a function of Raman detuning δ. Deep cooling is found at the Raman resonance. The cooling at 25 μK observed on both sides of the resonance is attributed to the gray-molasses mechanism working on the $F = 2 \rightarrow F' = 2$ transition.

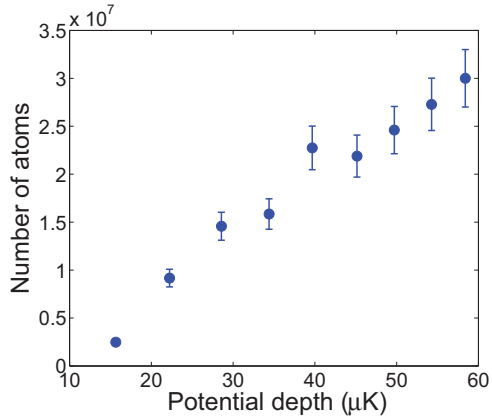


Fig. 5: (Color online) Number of atoms trapped in the optical dipole trap as a function of the optical trap depth.

In fig. 3, we then study the temperature as a function of the global detuning Δ of the D1 cooling beams. For positive detunings, we find that cooling works over a broad range. The cooling is found to work best when the detuning $\Delta = \delta_{1\mathrm{C}} = \delta_{1\mathrm{R}}$ is between $3.5\,\Gamma$ and $7\,\Gamma$. For negative detunings, cooling also occurs around $\Delta = -7.5\,\Gamma$. We interpret this as gray molasses working with the $F' = 1$ state. However the minimum temperature obtained at this detuning while optimizing the molasses parameters was about $10\,\mu$K. Being too close and red-detuned from the $F' = 2$ state leads to heating [18]. This is confirmed by the fact that red-detuned from the $F' = 1$ state (and thus also from the $F' = 2$ state), no cooling is observed.

Finally, we have also studied the dependance of the final temperature as a function of the Raman detuning $\delta = \delta_{1\mathrm{R}} - \delta_{1\mathrm{C}}$ (see fig. 4). We observe a narrow feature going from deep cooling at $\delta = 0$ to relative heating at $\delta \approx 2\pi \times 0.4\,\mathrm{MHz}$, which is characteristic of the gray-molasses Sisyphus mechanism involving the dark states from the Λ configuration [18,20]. Maximum heating is observed when the typical light shift of the bright states corresponds to the Raman detuning such that the atoms are maximally coupled to bright states at the top of the potential hills. Actually, our very narrow feature in δ, as compared to other experiments [18,20], is correlated to a strongly reduced power at the end of the D1 gray molasses.

In addition to the sharp resonant feature close to $\delta = 0$, we observe a background cooling at $25\,\mu$K, which we interpret as gray-molasses cooling in the $F = 2 \rightarrow F' = 2$ manifold without hyperfine coherence. Whereas all the atoms are cooled for $\delta < 0$, only 25% of the cloud is captured by this mechanism for $\delta > 0$ due to the competition between heating and cooling processes. We observe that for $\delta > 0$, groups of atoms tend to accumulate at additional non-zero velocities proportional to δ. For each of these velocities, the Doppler effect shifts the Raman transition into resonance for a pair of perpendicular beams. This observation directly shows the importance of the Raman dark-state cooling in our system. Experimentally, another way of reducing the coherence of the dark states is to add a magnetic field. We find a very high sensitivity as a function of magnetic field with the temperature increasing as $\Delta T \sim 300(100)\,\mu\mathrm{K/G}^2$. Even with such a high sensitivity, it is unlikely that uncontrolled stray magnetic fields are playing a role in our observed minimal temperature.

Loading of an optical trap. – When loading an optical dipole trap, D1 gray-molasses technique has several advantages. As compared to sub-Doppler cooling using the D2 transition [13], it permits us to reach a lower temperature ($6\,\mu$K compared to $25\,\mu$K) and a higher phase-space density (2×10^{-4} (see footnote [1]) compared to 1.5×10^{-5} in [13]). These two ingredients are crucial for efficient loading of an optical trap. In addition, we expect the trapping laser not to disturb the gray molasses because its induced light shift affects the rather insensitive global detuning Δ of the D1 molasses and not the critical Raman detuning δ. Experimentally, we focus a single trapping beam at 1550 nm down to $140\,\mu$m on the molasses. We then switch off the molasses beams and keep the optical trap on during 80 ms to let the radially untrapped atoms fall under gravity (see fig. 5). The observed number of trapped atoms increases with the laser intensity or equivalently with the trap depth. This is expected from a larger region with a light-shift potential larger than the molasses temperature. At low potential depth (below $20\,\mu$K), gravity is not any more negligible and the actual trap depth in the vertical direction is further reduced (eventually to $\sim 6\,\mu$K, *i.e.* the molasses temperature, for a potential depth of $15\,\mu$K) explaining a lower trapped atom number. For the maximum power of 22 W in the trapping beam, 3×10^7 atoms are captured at a temperature of $18\,\mu$K. The phase-space

density at this stage is 3×10^{-4}, which corresponds to a fifteen-fold gain as compared to the value we had in a similar configuration in a rubidium experiment producing Bose-Einstein condensates with 1.5×10^5 atoms [24].

Conclusion. – In conclusion, we show that using D1 cooling beams in addition to D2 cooling beams in experiments with potassium permits us to increase the number of atoms in the MOT, to achieve a higher density in a new type of hybrid D1-D2 compressed-MOT and to greatly reduce the temperature to $6\,\mu$K in Λ-enhanced D1 optical molasses. Although some questions remain for example about the origin of the minimal temperature in D1 gray molasses, the obtained phase-space density up to 2×10^{-4} in an optically cooled sample will certainly ease future ultracold potassium experiments. Moreover, our methods are quite general and are likely to be efficient for a variety of atomic species including those with a narrow D2 hyperfine structure. Direct transfer from the optically cooled sample to an optical trap can then be made quite efficient and all-optical cooling of potassium atoms to quantum degeneracy should be possible, simplifying existing techniques using a mixture [30,31] or an intermediate magnetic trap [32]. D1 gray molasses could also be useful to extend single atom fluorescence imaging [33,34] to lithium or potassium.

* * *

We acknowledge F. Moron, A. Villing, and O. Lesage for technical assistance, F. Chevy, C. S. Unnikrishnan for discussions. This research was supported by CNRS, Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche, Direction Générale de l'Armement, ANR-12-BS04-0022-01, RTRA: Triangle de la physique, iSense, ERC senior grant Quantatop. LCFIO is member of IFRAF.

Editor's Note: Although not directly linked to poster work presented at a workshop in Leiden in 2013 the content of this article is related. G. Salomon was awarded an EPL prize for that poster presentation.

REFERENCES

[1] Bloch I., Dalibard J. and Zwerger W., *Rev. Mod. Phys.*, **80** (2008) 885.
[2] Bloch I., Dalibard J. and Nacimbène S., *Nat. Phys.*, **8** (2012) 267.
[3] Houbiers M., Stoof H. T. C., McAlexander W. I. and Hulet R. G., *Phys. Rev. A*, **57** (1988) R1497.
[4] Jochim S., Bartenstein M., Hendl G., Hecker Denschlag J., Grimm R., Mosk A. and Weidemüller W., *Phys. Rev. Lett.*, **89** (2002) 273202.
[5] Khaykovich L., Schreck F., Ferrari G., Bourdel T., Cubizolles J., Carr L. D., Castin Y. and Salomon C., *Science*, **296** (2002) 1290.
[6] Strecker K. E., Partridge G. B., Truscott A. G. and Hulet R. G., *Nature*, **417** (2002) 150.
[7] Bohn J. L., Burke J. P., Greene C. H., Wang H., Gould P. L. and Stwalley W. C., *Phys. Rev. A*, **59** (1999) 3660.
[8] Loftus T., Regal C. A., Ticknor C., Bohn J. L. and Jin D. S., *Phys. Rev. Lett.*, **88** (2002) 173201.
[9] D'Errico C., Zaccanti M., Fattori M., Roati G., Inguscio M., Modugno G. and Simoni A., *New J. Phys.*, **9** (2007) 223.
[10] Modugno G., Benk C., Hannaford P., Roati G. and Inguscio M., *Phys. Rev. A*, **60** (1999) R3373; Cataliotti F. S., Cornell E. A., Fort C., Inguscio M., Marin F., Prevedelli M., Ricci L. and Tino G. M., *Phys. Rev. A*, **57** (1998) 1136.
[11] Mewes M.-O., Ferrari G., Schreck F., Sinatra A. and Salomon C., *Phys. Rev. A*, **61** (1999) 011403(R).
[12] Fort C., Bambini A., Cacciapuoti L., Cataliotti F. S., Prevedelli M., Tino G. M. and Inguscio M., *Eur. Phys. J. D*, **3** (1998) 113.
[13] Landini M., Roy S., Carcagn L., Trypogeorgos D., Fattori M., Inguscio M. and Modugno G., *Phys. Rev. A*, **84** (2011) 043432.
[14] Gokhroo V., Rajalakshmi G., Easwaran R. K. and Unnikrishnan C. S., *J. Phys. B*, **44** (2011) 115307.
[15] Duarte P. M., Hart R. A., Hitchcock J. M., Corcovilos T. A., Yang T.-L., Reed A. and Hulet R. G., *Phys. Rev. A*, **84** (2011) 061406(R).
[16] McKay D. C., Jervis D., Fine D. J., Simpson-Porco J. W., Edge G. J. A. and Thywissen J. H., *Phys. Rev. A*, **84** (2011) 063420.
[17] Boiron D., Triche C., Meacher D. R., Verkerk P. and Grynberg G., *Phys. Rev. A*, **52** (1995) R3425.
[18] Grier A. T., Ferrier-Barbut I., Rem B. S., Delehaye M., Khaykovich L., Chevy F. and Salomon C., *Phys. Rev. A*, **87** (2013) 063411.
[19] Rio Fernandes D., Sievers F., Kretzschmar N., Wu S., Salomon C. and Chevy F., *EPL*, **100** (2012) 63001.
[20] Nath D., Easwaran R. K., Rajalakshmi G. and Unnikrishnan C. S., *Phys. Rev. A*, **88** (2013) 053407.
[21] Aspect A., Arimondo E., Kaiser R., Vansteenkistet N. and Cohen-Tannoudji C., *Phys. Rev. Lett.*, **61** (1988) 826.
[22] Dalibard J. and Cohen-Tannoudji C., *J. Opt. Soc. Am. B*, **6** (1989) 2023.
[23] Petrich W., Anderson M. H., Ensher J. R. and Cornell E. A., *J. Opt. Soc. Am. B*, **11** (1994) 1332.
[24] Clément J.-F., Brantut J.-P., Robert-de-Saint-Vincent M., Nyman R. A., Aspect A., Bourdel T. and Bouyer P., *Phys. Rev. A*, **79** (2009) 061406(R).
[25] Stern G., Allard B., Robert-de-Saint-Vincent M., Brantut J.-P., Battelier B., Bourdel T. and Bouyer P., *Appl. Opt.*, **49** (2010) 1.
[26] Baillard X., Gauguet A., Bize S., Lemonde P., Laurent P., Clairon A. and Rosenbusch P., *Opt. Commun.*, **266** (2006) 609.
[27] Prentiss M., Cable A., Bjorkholm J. E., Chu S., Raab E. L. and Pritchard D. E., *Opt. Lett.*, **13** (1988) 452.
[28] Marcassa L., Bagnato V., Wang Y., Tsao C., Weiner J., Dulieu O., Band Y. B. and Julienne P. S., *Phys. Rev. A*, **47** (1993) R4563.

[29] Arimondo E., in *Progress in Optics*, edited by Wolf E., Vol. **35** (Elsevier, Amsterdam) 1996, p. 257.
[30] Modugno G., Ferrari G., Roati G., Brecha R. J., Simoni A. and Inguscio M., *Science*, **294** (2001) 1320.
[31] Roati G., Zaccanti M., D'Errico C., Catani J., Modugno M., Simoni A., Inguscio M. and Modugno G., *Phys. Rev. Lett.*, **99** (2007) 010403.
[32] Landini M., Roy S., Roati G., Simoni A., Inguscio M., Modugno G. and Fattori M., *Phys. Rev. A*, **86** (2012) 033421.
[33] Bakr W. S., Gillen J. I., Peng A., Tai M. E., Fölling S. and Greiner M., *Nature*, **462** (2009) 74.
[34] Sherson J. F., Weitenberg C., Endres M., Cheneau M., Bloch I. and Kuhr S., *Nature*, **467** (2010) 68.

All-optical cooling of ^{39}K to Bose-Einstein condensation

G. Salomon, L. Fouché, S. Lepoutre, A. Aspect, and T. Bourdel
Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud - 2, Avenue Augustin Fresnel, F-91127 Palaiseau Cedex, France
(Received 19 July 2014; published 5 September 2014)

We report the all-optical production of Bose-Einstein condensates (BEC) of ^{39}K atoms. We directly load 3×10^7 atoms in a large volume optical dipole trap from gray molasses on the $D1$ transition. We then apply a small magnetic quadrupole field to polarize the sample before transferring the atoms in a tightly confining optical trap. Evaporative cooling is finally performed close to a Feshbach resonance to enhance the scattering length. Our setup allows one to cross the BEC threshold with 3×10^5 atoms every 7 s. As an illustration of the interest of the tunability of the interactions we study the expansion of Bose-Einstein condensates in the one-dimensional to three-dimensional crossover.

DOI: 10.1103/PhysRevA.90.033405 PACS number(s): 37.10.De, 67.85.−d, 37.10.Gh, 05.30.Jp

I. INTRODUCTION

As versatile, extremely well-controlled, and isolated systems, ultracold atoms are widely used for quantum simulation [1]. A key feature in ultracold atom experiments is that interactions are characterized by a unique parameter, i.e., the scattering length, which can be tuned using magnetic Feshbach resonances [2]. In the case of fermions, changing the interaction strength has allowed the study of the BEC-BCS crossover [3–5] as well as the thermodynamical properties of fermionic systems at unitarity [6–8]. The properties of Bose-Einstein condensates (BEC) can also be greatly modified [9–15]. More recently, strongly interacting Bose gases have received special interest both from experimental and theoretical points of view [16–21].

Due to the existence of both fermionic and bosonic isotopes as well as broad Feshbach resonances at low magnetic field, potassium is an attractive alkali [22]. However the most common isotope—the bosonic ^{39}K—suffers from two major limitations. The first one is a narrow hyperfine structure that hinders sub-Doppler cooling using conventional techniques. It has recently been overcome by implementing either bright molasses close to resonance [23] or gray molasses on the $D1$ transition [24,25]. The second limitation is due to a small and negative background scattering length at zero magnetic field, which leads to a minimum of the collision cross section at relatively low energy [23]. As a result, evaporative cooling in a magnetic trap has proved to be inefficient. To circumvent these problems a solution is to use other species to sympathetically cool potassium to quantum degeneracy [13,26]. This, however, demands a second laser system. More recently, pioneering work combining a quadrupole trap and direct transfer to a deep optical dipole trap has led to the Bose-Einstein condensation of ^{39}K in a single species experiment [27].

In this paper, we report the first production of a Bose-Einstein condensate of ^{39}K using an all-optical method [12,28–40], i.e., by direct loading of a dipole trap from gray molasses without the aid of another atomic coolant, nor pure magnetic trapping. Optical cooling and trapping allow us to use the magnetic field to adjust the scattering length to an optimal value. It results in a rapid production of degenerate ultracold gases with tunable interactions.

The paper is organized as follows. The direct loading of a large volume dipole trap from gray molasses is described in Sec. II. The procedure to obtain a polarized and dense sample is then discussed in Sec. III. The evaporation close to a Feshbach resonance is described in Sec. IV. Finally, the tunability of the interaction is used to study the expansion of BEC in the one-dimensional (1D) to three-dimensional (3D) crossover in Sec. V.

II. DIPOLE TRAP LOADING

The beginning of the experiment is described in [24]. ^{39}K atoms are collected from a vapor in a two-dimensional (2D) magneto-optical trap (MOT), which loads a 3D MOT in a second ultrahigh vacuum chamber. The 3D MOT saturates at 5×10^9 atoms after a 2.5-s loading stage. The cloud is further compressed in a hybrid compressed MOT (CMOT) configuration combining light on the $D1$ and $D2$ transitions. A gray molasses working on the $D1$ transition [24,41,42] then cools the gas down to $T = 6\,\mu$K (see Table I).

The atoms are loaded in a large dipole trap derived from a 30-W multimode IPG fiber laser ELR-30-1550-LP operating at 1550 nm. The 21-W beam is focused down to a waist radius at $1/e^2$ of $\omega_1 = 150\,\mu$m and shined on the atoms at the beginning of the molasses phase [35,38,43]. It creates a $U_1 = k_B \times 40\,\mu$K deep optical potential (k_B is the Boltzmann constant). The highest trapped atom number of 3×10^7 is obtained for the laser parameters leading to the coldest gray molasses. This is expected as the induced light shifts of the order of a few megahertz are small compared to the laser detunings and moreover do not affect the Raman condition between the hyperfine ground states in the gray molasses [24].

As compared to a sudden loading at the end of the molasses phase, the superposition of the optical trap with the gray molasses leads to a doubling of the number of captured atoms. We cannot collect more atoms using longer superposition times than $\sim$10 ms, an effect which we interpret as a density-dependent efficiency of the gray molasses limited by photon reabsorption (above $\sim 2 \times 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$) [44]. Our transferred atom number of 3×10^7 roughly matches an estimation given by the number of atoms being at a position where their kinetic energy does not exceed the local trap depth [45]. This is consistent with our optimization of the captured atom number by increasing the trap waist up to $150\,\mu$m. For even larger waists, gravity plays an important role and hinders an efficient trapping.

 ©2014 American Physical Society

TABLE I. Experimental parameters during the steps preceding evaporation. We report the atom number N, the temperature T, the density n, the phase space density D, the magnetic field gradient in the strong direction γ, and the Feshbach field B_0.

Experimental steps	N	$T(\mu\mathrm{K})$	n (cm^{-3})	D	γ (G cm^{-1})	B_0(G)
$D1$ gray molasses	2×10^9	6	1×10^{11}	1.5×10^{-4}	0	0
Polarized sample in large trap	8×10^6	9	1.2×10^{12}	10^{-3}	14	0
Confining trap at the beginning of the evaporation	4×10^6	220	6.8×10^{13}	4.5×10^{-4}	0	550.5

III. SAMPLE POLARIZATION AND COMPRESSION

During the gray molasses the atoms are distributed among the different $F=1$ and $F=2$ ground states. In the very last 0.5 ms of the gray molasses, the repumping light is switched off in order to optically pump the atoms in the $F=1$ sublevels, forming a stable mixture. Due to the large Rayleigh length of the optical dipole trap of 4.5 cm, the atoms are not confined along the beam direction. The initial (rms) size of the cloud in this direction is 1 mm, i.e., the size of the gray molasses. In order to perform an efficient evaporation at a high collision rate, we need to confine and compress the cloud to a higher density. This can, for example, be done by directly adding another crossing optical dipole trap [35]. In the case of potassium, this is not sufficient because of the scattering length $a_{bg}\approx -30\,a_0$ where a_0 is the Bohr radius. Indeed this low and negative value implies the existence of a Ramsauer collision rate minimum at a relatively low collision energy of $k_B\times 400\,\mu$K [27]. When compressing the gas, the temperature increases towards this energy and prevents the evaporation from being efficient.

To circumvent this problem, we take advantage of ^{39}K Feshbach resonances [22] to tune the scattering length. We thus need to polarize the gas in a single spin state because there is no magnetic field region where the scattering lengths for the different $F=1$ sublevels are simultaneously favorable to initiate an efficient evaporation. Experimentally the optical pumping efficiency is limited to 60% due to a too high density at the end of the gray molasses. Moreover optical pumping leads to residual heating and to a factor 4 decrease in the atom number captured in the optical trap [46].

We thus adopt another strategy that is filtering out unwanted atomic levels. In practice, we apply, in addition to the optical trap, a small magnetic quadrupole field of 14 G cm^{-1} using the MOT coils. In this configuration, only the atoms in the $|F=1,m_F=-1\rangle$ state experience magnetic confinement along the beam direction, while the others are lost due to a repulsive magnetic potential (see Fig. 1). This configuration allows us, after 500 ms, to keep one-third of the initially trapped atoms in a pure spin state.

A second 13-W dipole trap beam with a 21-μm waist radius is then crossed at the center of the large trap with an angle of 56° [35]. The atoms from the first beam are transferred into this second highly confining trap on a time scale of 1 s. After 2 s the magnetic quadrupole is switched off and we are left with $N=4\times10^6$ atoms in the $|F=1,m_F=-1\rangle$ state at 220 μK in this tightly confining optical trap (second beam). Since the temperature is then higher than the trap depth of the large trap, the latter has no important effect in the cloud trapping. At this stage, the trapping frequencies can thus be approximated by the ones of the confining trap, $\omega_\parallel/2\pi=145(7)$ Hz in the longitudinal direction and $\omega_\perp/2\pi=8.7(0.5)$ kHz in the radial one. The resulting phase space density $D=N\omega_\perp^2\omega_\parallel(\hbar/k_BT)^3$ is 4.5×10^{-4} (see Table I). Note that, even in this highly confining dipole trap at 1550 nm, we do not observe any light-induced losses. This is in contrast to the situation observed with a multimode laser at 1070 nm [27].

IV. EVAPORATIVE COOLING IN THE OPTICAL TRAP

In order to perform efficient evaporative cooling to quantum degeneracy, we first adjust the magnetic field to 550 G in order to tune the scattering length to $a=130\,a_0$ [22]. It increases the collision rate to 15 ms^{-1}. The forced evaporation proceeds as follows (see Fig. 2). In the first part of the evaporation the power of the tightly confining trap is decreased by a factor ~25 until the trap depths of the two beams are of the same order. In the second part of the evaporation the power of both beams is decreased simultaneously. The condensation transition is crossed with 3×10^5 atoms after 2 s of evaporation.

In order to evaluate the efficiency of our evaporation, we plot in Fig. 3 the phase space density D and the collision rate $\Gamma=\sqrt{2/\pi}\,n_0\,(8\pi a^2)\sqrt{k_BT/m}$, where $n_0=N\omega_\perp^2\omega_\parallel(m/2\pi k_BT)^{3/2}$ is the central density, and m the atomic mass [47]. The temperature and the number of atoms in the gas are measured through the size of the cloud after a time of flight of 20 ms. The trap frequencies are deduced from the independently measured properties of the two dipole trap

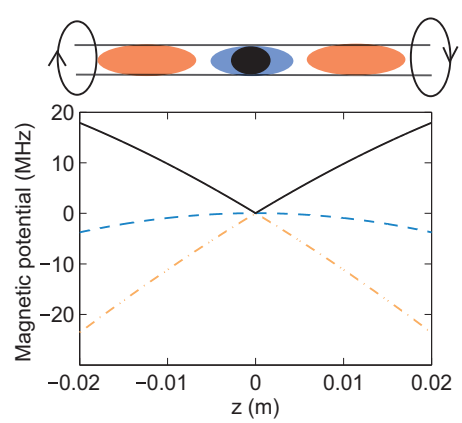


FIG. 1. (Color online) Sample polarization procedure in a quadrupole field. Each Zeeman sublevel (represented with different colors) experiences a different longitudinal potential. It is a confining potential only for the $m_F=-1$ (plain black line). The two others are repulsive and given by the second order Zeeman shift for the $m_F=0$ (dashed blue line), and by the first order Zeeman shift for the $m_F=+1$ (dash-dotted orange line).

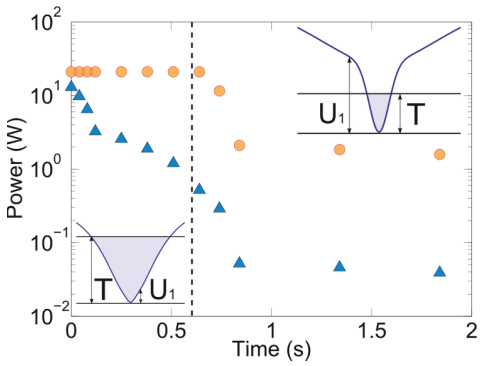


FIG. 2. (Color online) Power reduction during the evaporation process of the large beam (orange circles) and of the tightly confining one (blue triangles). During the first part of the evaporation the atoms mainly see the second (confining) trap. Indeed $k_B T \gtrsim U_1$ where U_1 is the depth of the large beam. The potential is changed by reducing the power of the confining beam and the atoms enter the crossed region when $k_B T \lesssim U_1$. The large beam then determines the longitudinal frequency. The crossover between the two trapping regimes is shown by a dashed line. The powers of both beams are reduced together during the remaining part of the evaporation.

beams. In our analysis, we assume that the longitudinal trap frequency is either given by the longitudinal frequency of the tightly confining beam or given by the radial confinement of the large beam depending if the atoms predominantly occupy the cross region (see Fig. 2).

To quantify the efficiency of the evaporation process we use the derivative $\varrho = -d\log D/d\log N$. We measure an average efficiency $\varrho \sim 3$ (see Fig. 3). The collision rate always remains larger than some hundreds per second which is high enough for an efficient evaporation. The increase of the collision rate around 10^6 atoms corresponds to the transfer of the atoms in the crossed region [48]. It appears as a sudden jump because of our approximation of an abrupt increase in the longitudinal frequency of the trap.

Our evaporation in an optical trap is both efficient and fast. It takes ~2 s to reach the condensation threshold while losing

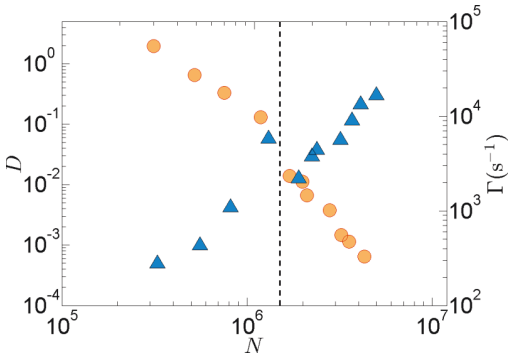


FIG. 3. (Color online) Phase space density D (orange circles) and two-body collision rate Γ (blue triangles) during the evaporation process as functions of the atom number. The corresponding average efficiency is $\varrho \sim 3$. The dashed line represents the stage at which the atoms enter the crossed region of the traps as explained in Fig. 2.

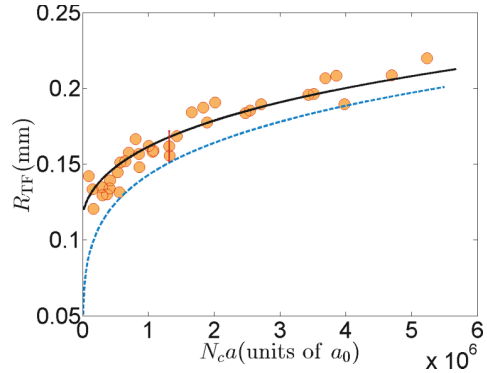


FIG. 4. (Color online) Radial Thomas Fermi radius after 34.5 ms of expansion as a function of $N_c a$, where N_c is the number of condensed atoms. The theoretical curve (continuous blue line) corresponds to the size given by an approximate theory in the 1D to 3D crossover. The blue dashed line corresponds to the Thomas-Fermi model in 3D which does not match our data.

a factor ~10 in atom number. The chosen scattering length is optimal and changing it to a higher or lower value during the evaporation does not improve our efficiency. We could also evaporate with similar efficiency when using the same scattering length close to the two other low field Feshbach resonances at 33 G and 162 G.

V. CONDENSATE WITH TUNABLE INTERACTIONS

In this section, we use our ability to tune the scattering length to study Bose-Einstein condensates in the 1D to 3D crossover. More precisely, we study the expansion of condensates released from an elongated trap at different magnetic fields. At the end of the evaporation producing Bose-Einstein condensates of $N_c \sim 2 \times 10^4$ atoms, the trapping frequencies are $\omega_\parallel/2\pi = 24(1)$ Hz in the longitudinal direction and $\omega_\perp/2\pi = 305(10)$ Hz in the radial one. The magnetic field is first linearly ramped from 550 G to values between 400 G and 555 G, which corresponds to scattering lengths between $-30\,a_0$ and $300\,a_0$. After an additional 200-ms equilibration time, we then switch off the optical trap and let the gas freely expand. After 10 ms the interaction energy is already converted into kinetic energy and we can switch off the magnetic field without modifying the expansion [49]. After $t = 34.5$ ms of expansion, the condensates are finally imaged at zero field by fluorescence using the MOT beams at resonance during 50 μs. We observe the onset of three-body losses when the scattering length is set to values higher than $300\,a_0$. At magnetic fields lower than 505 G, i.e., for $a < 0$, the collapse of the Bose-Einstein condensate is observed through its disappearance [50].

For $10 < a < 300\,a_0$, we study the radial size of the condensate after expansion. Figure 4 shows this size as a function of the parameter $N_c a$ which characterizes the strength of the interactions. We observe that due to the increase of the interaction energy, the size after expansion grows when $N_c a$ increases. In practice, we have chosen to fit the shape of the condensate with a Thomas-Fermi profile [51–53].

Because μ is not much larger than $\hbar\omega_\perp$, we are in the 1D-3D crossover and the Thomas-Fermi theory is not applicable. We have thus developed a model to adjust our data. It is based on an accurate interpolated value of the local chemical potential in the 1D-3D crossover in a radially trapped cloud $\mu = \hbar\omega_\perp\sqrt{1+4n_{1D}a}$, where n_{1D} is the 1D density along the longitudinal direction [54]. This formula interpolates between $\mu = \hbar\omega_\perp$, in the 1D regime, and $\mu = \hbar\sqrt{4n_{1D}a}$, which corresponds to the 3D Thomas-Fermi regime. In a cylindrical section of length l, the number of atoms is $n_{1D}l$ and the energy is

$$E = l\int_0^{n_{1D}} \mu(n)dn = l\hbar\omega_\perp(1+4n_{1D}a)^{3/2}/6a. \quad (1)$$

Thanks to the virial theorem in 2D [55], half of this energy is potential and the other half is the sum of the kinetic and interaction energies, which is the release energy in expansion E_{rel}. Using the local density approximation in the longitudinal direction, we can then calculate the radial release energy per particle. In order to compare with the data, we finally compute the corresponding Thomas-Fermi radius after expansion $R_{\mathrm{TF}} = t\sqrt{7E_{\mathrm{rel}}/Nm}$. The theoretical curve matches well our data. Note that the latter are fitted with a single free parameter that is the atom number calibration or in other words the detection efficiency. The obtained scaling factor is consistent with the atom number calibration obtained via the study of the condensed fraction as a function of T/T_c^0 around the transition. We estimate a 30% uncertainty on the measured number of atoms.

VI. CONCLUSION

We have demonstrated a new route to produce ^{39}K BECs in a single species experiment. It is based on an all-optical method that allows for a fast production of degenerate quantum gases. The atoms are directly loaded in a dipole trap from $D1$ gray molasses. After filtering out unwanted Zeeman substates evaporation is performed close to a Feshbach resonance with a high efficiency. It results in producing BECs with tunable interactions every 7 s in our setup. As an example we have finally studied the expansion of a BEC in the 1D to 3D crossover while tuning the scattering length finding good agreement with theory. In future works, the atom number in the BEC can be increased by using more power in the dipole trap thus allowing the use of larger waists. Our method will facilitate future studies of degenerate Bose gases with tunable interactions and will find applications in both interferometry as well as quantum simulation.

ACKNOWLEDGMENTS

We acknowledge P. Bouyer and P. Wang for important experimental contributions, and F. Moron and A. Villing for technical assistance. This research was supported by CNRS, Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche, Direction Générale de l'Armement, ANR grant Disorder Transitions, RTRA, Triangle de la physique, iSense, ERC senior grant Quantatop, DIM Nano'K from region Ile-de-France. LCFIO is a member of IFRAF.

[1] I. Bloch, J. Dalibard, and W. Zwerger, Rev. Mod. Phys. **80**, 885 (2008).
[2] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle, Nature (London) **392**, 151 (1998).
[3] T. Bourdel, L. Khaykovich, J. Cubizolles, J. Zhang, F. Chevy, M. Teichmann, L. Tarruell, S. J. J. M. F. Kokkelmans, and C. Salomon, Phys. Rev. Lett. **93**, 050401 (2004).
[4] M. Bartenstein, A. Altmeyer, S. Riedl, S. Jochim, C. Chin, J. H. Denschlag, and R. Grimm, Phys. Rev. Lett. **92**, 203201 (2004).
[5] M. W. Zwierlein, J. R. Abo-Shaeer, A. Schirotzek, C. H. Schunck, and W. Ketterle, Nature (London) **435**, 1047 (2005).
[6] S. Nascimbène, N. Navon, K. J. Jiang, F. Chevy, and C. Salomon, Nature (London) **463**, 1057 (2010).
[7] M. J. H. Ku, A. T. Sommer, L. W. Cheuk, and M. W. Zwierlein, Science **335**, 563 (2012).
[8] M. K. Tey, L. A. Sidorenkov, Edmundo R. Sanchez Guajardo, R. Grimm, M. J. H. Ku, M. W. Zwierlein, Y.-H. Hou, L. Pitaevskii, and S. Stringari, Phys. Rev. Lett. **110**, 055303 (2013).
[9] S. L. Cornish, N. R. Claussen, J. L. Roberts, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, Phys. Rev. Lett. **85**, 1795 (2000).
[10] L. Khaykovich, F. Schreck, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles, L. D. Carr, Y. Castin, and C. Salomon, Science **296**, 1290 (2002).
[11] K. E. Strecker, G. B. Partridge, A. G. Truscott, and R. G. Hulet, Nature (London) **417**, 150 (2002).
[12] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, Science **299**, 232 (2003).
[13] G. Roati, M. Zaccanti, C. D'Errico, J. Catani, M. Modugno, A. Simoni, M. Inguscio, and G. Modugno, Phys. Rev. Lett. **99**, 010403 (2007).
[14] S. E. Pollack, D. Dries, M. Junker, Y. P. Chen, T. A. Corcovilos, and R. G. Hulet, Phys. Rev. Lett. **102**, 090402 (2009).
[15] E. Haller, M. Gustavsson, M. J. Mark, J. G. Danzl, R. Hart, G. Pupillo, and H.-C. Nägerl, Science **325**, 1224 (2009).
[16] T. Kraemer, M. Mark, P. Waldburger, J. G. Danzl, C. Chin, B. Engeser, A. D. Lange, K. Pilch, A. Jaakkola, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, Nature (London) **440**, 315 (2006).
[17] M. Zaccanti, B. Deissler, C. D'Errico, M. Fattori, M. Jona-Lasinio, S. Müller, G. Roati, M. Inguscio, and G. Modugno, Nature Physics **5**, 586 (2009).
[18] N. Navon, S. Piatecki, K. Günter, B. Rem, T. C. Nguyen, F. Chevy, W. Krauth, and C. Salomon, Phys. Rev. Lett. **107**, 135301 (2011).
[19] B. S. Rem, A. T. Grier, I. Ferrier-Barbut, U. Eismann, T. Langen, N. Navon, L. Khaykovich, F. Werner, D. S. Petrov, F. Chevy, and C. Salomon, Phys. Rev. Lett. **110**, 163202 (2013).
[20] R. J. Fletcher, A. L. Gaunt, N. Navon, R. P. Smith, and Z. Hadzibabic, Phys. Rev. Lett. **111**, 125303 (2013).
[21] P. Makotyn, C. E. Klauss, D. L. Goldberger, E. A. Cornell, and D. S. Jin, Nature Physics **10**, 116 (2014).

[22] C. D'Errico, M. Zaccanti, M. Fattori, G. Roati, M. Inguscio, G. Modugno, and A. Simoni, New J. Phys. **9**, 223 (2007).
[23] M. Landini, S. Roy, L. Carcagní, D. Trypogeorgos, M. Fattori, M. Inguscio, and G. Modugno, Phys. Rev. A **84**, 043432 (2011).
[24] G. Salomon, L. Fouché, P. Wang, A. Aspect, P. Bouyer, and T. Bourdel, Europhys. Lett. **104**, 63002 (2013).
[25] D. Nath, R. K. Easwaran, G. Rajalakshmi, and C. S. Unnikrishnan, Phys. Rev. A **88**, 053407 (2013).
[26] R. L. D. Campbell, R. P. Smith, N. Tammuz, S. Beattie, S. Moulder, and Z. Hadzibabic, Phys. Rev. A **82**, 063611 (2010).
[27] M. Landini, S. Roy, G. Roati, A. Simoni, M. Inguscio, G. Modugno, and M. Fattori, Phys. Rev. A **86**, 033421 (2012).
[28] M. Barrett, J. Sauer, and M. S. Chapman, Phys. Rev. Lett. **87**, 010404 (2001).
[29] S. R. Granade, M. E. Gehm, K. M. O'Hara, and J. E. Thomas, Phys. Rev. Lett. **88**, 120405 (2002).
[30] Y. Takasu, K. Maki, K. Komori, T. Takano, K. Honda, M. Kumakura, T. Yabuzaki, and Y. Takahashi, Phys. Rev. Lett. **91**, 040404 (2003).
[31] R. Dumke, M. Johanning, E. Gomez, J. D. Weinstein, K. M. Jones, and P. D. Lett, New J. Phys. **8**, 64 (2006).
[32] Q. Beaufils, R. Chicireanu, T. Zanon, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, J.-C. Keller, and O. Gorceix, Phys. Rev. A **77**, 061601 (2008).
[33] S. Kraft, F. Vogt, O. Appel, F. Riehle, and U. Sterr, Phys. Rev. Lett. **103**, 130401 (2009).
[34] S. Stellmer, M. K. Tey, B. Huang, R. Grimm, and F. Schreck, Phys. Rev. Lett. **103**, 200401 (2009).
[35] J.-F. Clément, J.-P. Brantut, M. Robert-de-Saint-Vincent, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer, Phys. Rev. A **79**, 061406 (2009).
[36] M. Lu, N. Q. Burdick, S. H. Youn, and B. L. Lev, Phys. Rev. Lett. **107**, 190401 (2011).
[37] P. M. Duarte, R. A. Hart, J. M. Hitchcock, T. A. Corcovilos, T.-L. Yang, A. Reed, and R. G. Hulet, Phys. Rev. A **84**, 061406 (2011).
[38] D. Jacob, E. Mimoun, L. De Sarlo, M. Weitz, J. Dalibard, and F. Gerbier, New J. Phys. **13**, 065022 (2011).
[39] K. Aikawa, A. Frisch, M. Mark, S. Baier, A. Rietzler, R. Grimm, and F. Ferlaino, Phys. Rev. Lett. **108**, 210401 (2012).
[40] S. Stellmer, B. Pasquiou, R. Grimm, and F. Schreck, Phys. Rev. Lett. **110**, 263003 (2013).
[41] D. Boiron, A. Michaud, P. Lemonde, Y. Castin, C. Salomon, S. Weyers, K. Szymaniec, L. Cognet, and A. Clairon, Phys. Rev. A **53**, R3734 (1996).
[42] A. T. Grier, I. Ferrier-Barbut, B. S. Rem, M. Delehaye, L. Khaykovich, F. Chevy, and C. Salomon, Phys. Rev. A **87**, 063411 (2013).
[43] A. Burchianti, G. Valtolina, J. A. Seman, E. Pace, M. De Pas, M. Inguscio, M. Zaccanti, and G. Roati, arXiv:1406.4788.
[44] Our interpretation is in agreement with the observation of strong losses when we try to recool the atoms using gray molasses after compression in a deep optical trap .
[45] We can, for example, evaluate the number of atoms contained in the volume for which the trap depth exceeds the thermal energy $k_B T$. It is a cylinder of radius $\rho = \omega_1 \sqrt{\ln(U/k_B T)/2}$. A more complex integration of the cloud in phase space gives a similar result.
[46] We have also tried optical pumping in the optical trap after loading. This turns out to be inefficient due to a higher atomic density.
[47] J. Dalibard, in *Atomes ultra-froids*, Lecture Notes (ENS, Paris, 2006).
[48] In contrast to [35], we do not use an off-centered configuration. It was not necessary to achieve an efficient evaporation.
[49] If we switch the trap and the magnetic field simultaneously, we observe losses associated with the crossing of the low field Feshbach resonances [56,9].
[50] C. A. Sackett, J. M. Gerton, M. Welling, and R. G. Hulet, Phys. Rev. Lett. **82**, 876 (1999).
[51] Y. Castin and R. Dum, Phys. Rev. Lett. **77**, 5315 (1996).
[52] Y. Kagan, E. L. Surkov, and G. V. Shlyapnikov, Phys. Rev. A **55**, R18 (1997).
[53] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, and S. Stringari, Rev. Mod. Phys. **71**, 463 (1999).
[54] F. Gerbier, Europhys. Lett. **66**, 771 (2004).
[55] F. Werner, Phys. Rev. A **78**, 025601 (2008).
[56] J. Stenger, S. Inouye, M. R. Andrews, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **82**, 2422 (1999).

Bibliographie

[1] RichardP. Feynman. Simulating physics with computers. *International Journal of Theoretical Physics*, 21(6-7) :467–488, 1982.

[2] Immanuel Bloch, Jean Dalibard, and Sylvain Nascimbène. Quantum simulations with ultracold quantum gases. *Nature Physics*, 8(4) :267–276, April 2012.

[3] William D. Phillips. Nobel lecture : Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 70 :721–741, Jul 1998.

[4] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell. Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor. *Science*, 269(5221) :198–201, 1995.

[5] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle. Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 75 :3969–3973, Nov 1995.

[6] B. DeMarco and D. S. Jin. Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas. *Science*, 285(5434) :1703–1706, 1999.

[7] Immanuel Bloch, Jean Dalibard, and Wilhelm Zwerger. Many-body physics with ultracold gases. *Rev. Mod. Phys.*, 80 :885–964, Jul 2008.

[8] Jean Dalibard, Fabrice Gerbier, Gediminas Juzeliūnas, and Patrik Öhberg. Colloquium : Artificial gauge potentials for neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 83 :1523–1543, Nov 2011.

[9] S Inouye, MR Andrews, and J Stenger. Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate. *Nature*, 392(March) :151–154, 1998.

[10] Markus Greiner, Olaf Mandel, Tilman Esslinger, TW Hänsch, and Immanuel Bloch. Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms. *Nature*, pages 39–44, 2002.

[11] Markus Greiner, CA Regal, and DS Jin. Emergence of a molecular Bose-Einstein condensate from a Fermi gas. *Nature*, 34(1988) :665–668, 2003.

[12] S Jochim, M Bartenstein, a Altmeyer, G Hendl, S Riedl, C Chin, J Hecker Denschlag, and R Grimm. Bose-Einstein condensation of molecules. *Science (New York, N.Y.)*, 302(5653) :2101–3, December 2003.

[13] M. Zwierlein, C. Stan, C. Schunck, S. Raupach, S. Gupta, Z. Hadzibabic, and W. Ketterle. Observation of Bose-Einstein Condensation of Molecules. *Physical Review Letters*, 91(25) :250401, December 2003.

[14] T. Bourdel, L. Khaykovich, J. Cubizolles, J. Zhang, F. Chevy, M. Teichmann, L. Tarruell, S. J. J. M. F. Kokkelmans, and C. Salomon. Experimental Study of the BEC-BCS Crossover Region in Lithium 6. *Phys. Rev. Lett.*, 93 :050401, Jul 2004.

[15] Zoran Hadzibabic, Peter Krüger, Marc Cheneau, Baptiste Battelier, and Jean Dalibard. Berezinskii-Kosterlitz-Thouless crossover in a trapped atomic gas. *Nature*, 441(7097) :1118–21, June 2006.

[16] S Nascimbène, N Navon, K J Jiang, F Chevy, and C Salomon. Exploring the thermodynamics of a universal Fermi gas. *Nature*, 463(7284) :1057–60, February 2010.

[17] Marcos Atala, Monika Aidelsburger, Julio T. Barreiro, Dmitry Abanin, Takuya Kitagawa, Eugene Demler, and Immanuel Bloch. Direct measurement of the Zak phase in topological Bloch bands. *Nature Physics*, 9(12) :795–800, November 2013.

[18] Waseem S Bakr, Jonathon I Gillen, Amy Peng, Simon Fölling, and Markus Greiner. A quantum gas microscope for detecting single atoms in a Hubbard-regime optical lattice. *Nature*, 462(7269) :74–7, November 2009.

[19] Christof Weitenberg, Manuel Endres, Jacob F Sherson, Marc Cheneau, Peter Schauss, Takeshi Fukuhara, Immanuel Bloch, and Stefan Kuhr. Single-spin addressing in an atomic Mott insulator. *Nature*, 471(7338) :319–24, March 2011.

[20] Marc Gabay. Notes de cours sur la matière condensée désordonnée. *Université paris XI*, 2011.

[21] P. W. Anderson. Absence of diffusion in certain random lattices. *Phys. Rev.*, 109 :1492–1505, Mar 1958.

[22] E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, and T. V. Ramakrishnan. Scaling theory of localization : Absence of quantum diffusion in two dimensions. *Phys. Rev. Lett.*, 42 :673–676, Mar 1979.

[23] Aa Chabanov, M Stoytchev, and Az Genack. Statistical signatures of photon localization. *Nature*, 404(6780) :850–3, April 2000.

[24] Hefei Hu, a. Strybulevych, J. H. Page, S. E. Skipetrov, and B. a. van Tiggelen. Localization of ultrasound in a three-dimensional elastic network. *Nature Physics*, 4(12) :945–948, October 2008.

[25] DS Wiersma, Paolo Bartolini, Ad Lagendijk, and Roberto Righini. Localization of light in a disordered medium. *Nature*, 390(December) :671–673, 1997.

[26] Tal Schwartz, Guy Bartal, Shmuel Fishman, and Mordechai Segev. Transport and Anderson localization in disordered two-dimensional photonic lattices. *Nature*, 446(7131) :52–5, March 2007.

[27] Juliette Billy, Vincent Josse, Zhanchun Zuo, Alain Bernard, Ben Hambrecht, Pierre Lugan, David Clément, Laurent Sanchez-Palencia, Philippe Bouyer, and Alain Aspect. Direct observation of Anderson localization of matter waves in a controlled disorder. *Nature*, 453(7197) :891–4, June 2008.

[28] Giacomo Roati, Chiara D'Errico, Leonardo Fallani, Marco Fattori, Chiara Fort, Matteo Zaccanti, Giovanni Modugno, Michele Modugno, and Massimo Inguscio. Anderson localization of a non-interacting Bose-Einstein condensate. *Nature*, 453(7197) :895–8, June 2008.

[29] S. S. Kondov, W. R. McGehee, J. J. Zirbel, and B. DeMarco. Three-dimensional Anderson localization of ultracold matter. *Science (New York, N.Y.)*, 334(6052) :66–8, October 2011.

[30] F. Jendrzejewski, a. Bernard, K. Müller, P. Cheinet, V. Josse, M. Piraud, L. Pezzé, L. Sanchez-Palencia, a. Aspect, and P. Bouyer. Three-dimensional localization of ultracold atoms in an optical disordered potential. *Nature Physics*, 8(3) :1–6, March 2012.

[31] Julien Chabé, Gabriel Lemarié, Beno^Grémaud, Dominique Delande, Pascal Szriftgiser, and Jean Claude Garreau. Experimental observation of the anderson metal-insulator transition with atomic matter waves. *Phys. Rev. Lett.*, 101 :255702, Dec 2008.

[32] Gabriel Lemarié, Hans Lignier, Dominique Delande, Pascal Szriftgiser, and Jean Claude Garreau. Critical state of the anderson transition : Between a metal and an insulator. *Phys. Rev. Lett.*, 105 :090601, Aug 2010.

[33] Matthias Lopez, Jean-Fran çois Clément, Pascal Szriftgiser, Jean Claude Garreau, and Dominique Delande. Experimental test of universality of the anderson transition. *Phys. Rev. Lett.*, 108 :095701, Feb 2012.

[34] Laurent Sanchez-Palencia and Maciej Lewenstein. Disordered quantum gases under control. *Nature Physics*, 6(2) :87–95, February 2010.

[35] Luca Fontanesi, Michiel Wouters, and Vincenzo Savona. Superfluid to Bose-Glass Transition in a 1D Weakly Interacting Bose Gas. *Phys. Rev. Lett.*, 103 :030403, Jul 2009.

[36] I. L. Aleiner, B. L. Altshuler, and G. V. Shlyapnikov. A finite-temperature phase transition for disordered weakly interacting bosons in one dimension. *Nature Physics*, 6(11) :900–904, September 2010.

[37] Chiara D'Errico, Eleonora Lucioni, Luca Tanzi, Lorenzo Gori, Guillaume Roux, Ian P. McCulloch, Thierry Giamarchi, Massimo Inguscio, and Giovanni Modugno. Observation of a disordered bosonic insulator from weak to strong interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 113 :095301, Aug 2014.

[38] L. Fallani, J. E. Lye, V. Guarrera, C. Fort, and M. Inguscio. Ultracold atoms in a disordered crystal of light : Towards a bose glass. *Phys. Rev. Lett.*, 98 :130404, Mar 2007.

[39] B. Deissler, M. Zaccanti, G. Roati, C. D'Errico, M. Fattori, M. Modugno, G. Modugno, and M. Inguscio. Delocalization of a disordered bosonic system by repulsive interactions. *Nature Physics*, 6(5) :354–358, April 2010.

[40] Luca Tanzi, Eleonora Lucioni, Saptarishi Chaudhuri, Lorenzo Gori, Avinash Kumar, Chiara D'Errico, Massimo Inguscio, and Giovanni Modugno. Transport of a Bose Gas in 1D Disordered Lattices at the Fluid-Insulator Transition. *Phys. Rev. Lett.*, 111 :115301, Sep 2013.

[41] Sebastian Krinner, David Stadler, Jakob Meineke, Jean-Philippe Brantut, and Tilman Esslinger. Superfluidity with disorder in a thin film of quantum gas. *Phys. Rev. Lett.*, 110 :100601, Mar 2013.

[42] SH Pan, EW Hudson, KM Lang, H Eisaki, S Uchida, and JC Davis. Imaging the effects of individual zinc impurity atoms on superconductivity in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$. *Nature*, 403(6771) :746–50, February 2000.

[43] T Cren, D Roditchev, W Sacks, J Klein, J Moussy, C Deville-Cavellin, and M Lagues. Influence of disorder on the local density of states in high-Tc superconducting thin films. *Physical review letters*, 84(1) :147–50, January 2000.

[44] K M Lang, V Madhavan, J E Hoffman, E W Hudson, H Eisaki, S Uchida, and J C Davis. Imaging the granular structure of high-Tc superconductivity in underdoped $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$. *Nature*, 415(6870) :412–6, January 2002.

[45] B. Allard. *Gaz bidimensionnels désordonnés : diffusion et transition superfluide*. PhD thesis, Paris 11, 2012.

[46] T. Plisson. *Propriétés d´équilibre et de transport de gaz de Bose bidimensionnel en présence de désordre*. PhD thesis, Polytechnique, 2012.

[47] N. D. Mermin and H. Wagner. Absence of Ferromagnetism or Antiferromagnetism in One- or Two-Dimensional Isotropic Heisenberg Models. *Physical Review Letters*, 17(22) :1133–1136, November 1966.

[48] P. C. Hohenberg. Existence of Long-Range Order in One and Two Dimensions. *Phys. Rev.*, 158(2), 1967.

[49] P.M. Chaikin and T.C. Lubensky. *Principles of condensed matter physics*. Cambridge University Press, 1995.

[50] V.L. Berezinskii. Destruction of long-range order in one-dimensional and two-dimensional systems with a continuous symmetry group. *Sov. Phys. JETP*, 34(3) :610, 1972.

[51] J M Kosterlitz and D J Thouless. Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 6(7) :1181–1203, April 1973.

[52] Christophe Mora and Yvan Castin. Extension of Bogoliubov theory to quasicondensates. *Physical Review A*, 67(5), May 2003.

[53] Z. Hadzibabic and Jean Dalibard. Two-dimensional Bose fluids : An atomic physics perspective. *Arxiv preprint arXiv :0912.1490*, pages 1–51, 2009.

[54] D. Bishop and J. Reppy. Study of the Superfluid Transition in Two-Dimensional ^{4}He Films. *Physical Review Letters*, 40(26) :1727–1730, June 1978.

[55] Markus Holzmann, Maguelonne Chevallier, and Werner Krauth. Semiclassical theory of the quasi-two-dimensional trapped Bose gas. *EPL (Europhysics Letters)*, 82(3) :30001, May 2008.

[56] Markus Holzmann and Werner Krauth. Kosterlitz-Thouless Transition of the Quasi-Two-Dimensional Trapped Bose Gas. *Physical Review Letters*, 100(19), May 2008.

[57] P. Cladé, C. Ryu, A. Ramanathan, K. Helmerson, and W. D. Phillips. Observation of a 2D Bose Gas : From Thermal to Quasicondensate to Superfluid. *Physical Review Letters*, 102(17) :100–103, April 2009.

[58] S. Tung, G. Lamporesi, D. Lobser, L. Xia, and E. Cornell. Observation of the Presuperfluid Regime in a Two-Dimensional Bose Gas. *Physical Review Letters*, 105(23), December 2010.

[59] Tarik Yefsah, Rémi Desbuquois, Lauriane Chomaz, Kenneth Günter, and Jean Dalibard. Exploring the Thermodynamics of a Two-Dimensional Bose Gas. *Physical Review Letters*, 107(13) :1–5, September 2011.

[60] T. Plisson, B. Allard, M. Holzmann, G. Salomon, A. Aspect, P. Bouyer, and T. Bourdel. Coherence properties of a two-dimensional trapped Bose gas around the superfluid transition. *Physical Review A*, 84(6), December 2011.

[61] Chen-Lung Hung, Xibo Zhang, Nathan Gemelke, and Cheng Chin. Observation of scale invariance and universality in two-dimensional Bose gases. *Nature*, 470(7333) :236–9, February 2011.

[62] Rémi Desbuquois, Lauriane Chomaz, Tarik Yefsah, Julian Léonard, Jérôme Beugnon, Christof Weitenberg, and Jean Dalibard. Superfluid behaviour of a two-dimensional Bose gas. *nature physics*, 8(2378) :645–648, 2012.

[63] A. Atland and B. Simons. *Condensed matter field theory*. Cambridge University Press, 2010.

[64] V. F. Gantmakher and V. T. Dolgopolov. Superconductor-insulator quantum phase transition. *Physics-Uspekhi*, 53(1) :1–49, 2010.

[65] Yonatan Dubi, Yigal Meir, and Yshai Avishai. Nature of the superconductor-insulator transition in disordered superconductors. *Nature*, 449(7164) :876–80, October 2007.

[66] Benjamin Sacépé, Thomas Dubouchet, Claude Chapelier, Marc Sanquer, Maoz Ovadia, Dan Shahar, Mikhail Feigel'man, and Lev Ioffe. Localization of preformed Cooper pairs in disordered superconductors. *Nature Physics*, 7(3) :239–244, January 2011.

[67] I. Aleiner, B.L Altshuler, and G.V Shlyapnikov. Finite temperature phase transition for disordered weakly interacting bosons in one dimension. *arXiv :0910.4534*, Oct 2009.

[68] John Cardy. *Scaling and renormalization in statistical physics*. Cambridge University Press, 1996.

[69] Giuseppe Carleo, Guilhem Boéris, Markus Holzmann, and Laurent Sanchez-Palencia. Universal superfluid transition and transport properties of two-dimensional dirty bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 111 :050406, Aug 2013.

[70] J.P Brantut. *Manipulation d'atomes froids dans des potentiels lumineux*. PhD thesis, Paris 11, 2009.

[71] J.-F. Clément, J.-P. Brantut, M. Robert-de Saint-Vincent, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer. All-optical runaway evaporation to Bose-Einstein condensation. *Phys. Rev. A*, 79 :061406, Jun 2009.

[72] J. W. Goodman. *Speckle Phenomena in Optics : Theory and Applications*. Roberts and Company, 2010.

[73] Mark J. H. Ku, Ariel T. Sommer, Lawrence W. Cheuk, and Martin W. Zwierlein. Revealing the Superfluid Lambda Transition in the Universal Thermodynamics of a Unitary Fermi Gas. *Science*, 335(6068) :563–567, 2012.

[74] B. Allard, T. Plisson, M. Holzmann, G. Salomon, A. Aspect, P. Bouyer, and T. Bourdel. Effect of disorder close to the superfluid transition in a two-dimensional Bose gas. *Phys. Rev. A*, 85 :033602, Mar 2012.

[75] Matthew P. A. Fisher, Peter B. Weichman, G. Grinstein, and Daniel S. Fisher. Boson localization and the superfluid-insulator transition. *Phys. Rev. B*, 40 :546–570, Jul 1989.

[76] Markus Holzmann. *Private communications*, Dec 2012.

[77] R. C. Kuhn, C. Miniatura, D. Delande, O. Sigwarth, and C. A. Müller. Localization of matter waves in two-dimensional disordered optical potentials. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :250403, Dec 2005.

[78] Hubert Ammann and Nelson Christensen. Delta kick cooling : A new method for cooling atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 78 :2088–2091, Mar 1997.

[79] E. Akkermans and G. Montambaux. *Mesoscopic physics of electrons and photons*. Cambridge University Press, 2007.

[80] F. Jendrzejewski, K. Müller, J. Richard, A. Date, T. Plisson, P. Bouyer, A. Aspect, and V. Josse. Coherent backscattering of ultracold atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 109 :195302, Nov 2012.

[81] R C Kuhn, O Sigwarth, C Miniatura, D Delande, and C A Müller. Coherent matter wave transport in speckle potentials. *New Journal of Physics*, 9(6) :161, 2007.

[82] M. Landini, S. Roy, L. Carcagní, D. Trypogeorgos, M. Fattori, M. Inguscio, and G. Modugno. Sub-doppler laser cooling of potassium atoms. *Phys. Rev. A*, 84 :043432, Oct 2011.

[83] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 59 :2631–2634, Dec 1987.

[84] G. Varoquaux. *Sources atomiques pour senseurs inertiels interférométriques à long temps d'interrogation*. PhD thesis, Paris 11, 2008.

[85] J.F Clément. *Réalisation d'un condensat de Bose-Einstein dans un piège dipolaire optique à 1565nm*. PhD thesis, Paris 11, 2008.

[86] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. M. Walraven. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Phys. Rev. A*, 58 :3891–3895, Nov 1998.

[87] C. Fort, A. Bambini, L. Cacciapuoti, F.S. Cataliotti, M. Prevedelli, G.M. Tino, and M. Inguscio. Cooling mechanisms in potassium magneto-optical traps. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 3(2) :113–118, 1998.

[88] M. Prevedelli, F. S. Cataliotti, E. A. Cornell, J. R. Ensher, C. Fort, L. Ricci, G. M. Tino, and M. Inguscio. Trapping and cooling of potassium isotopes in a double-magneto-optical-trap apparatus. *Phys. Rev. A*, 59 :886–888, Jan 1999.

[89] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, and P. Rosenbusch. Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Optics Communications*, 266(2) :609 – 613, 2006.

[90] M. Landini, S. Roy, G. Roati, A. Simoni, M. Inguscio, G. Modugno, and M. Fattori. Direct evaporative cooling of ^{39}K atoms to Bose-Einstein condensation. *Phys. Rev. A*, 86 :033421, Sep 2012.

[91] Vandna Gokhroo, G Rajalakshmi, R Kollengode Easwaran, and C S Unnikrishnan. Sub-Doppler deep-cooled bosonic and fermionic isotopes of potassium in a compact 2D$^+$-3D MOT set-up. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 44(11) :115307, 2011.

[92] Robert L. D. Campbell, Robert P. Smith, Naaman Tammuz, Scott Beattie, Stuart Moulder, and Zoran Hadzibabic. Efficient production of large ^{39}K Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. A*, 82 :063611, Dec 2010.

[93] Wolfgang Petrich, Michael H. Anderson, Jason R. Ensher, and Eric A. Cornell. Behavior of atoms in a compressed magneto-optical trap. *J. Opt. Soc. Am. B*, 11(8) :1332–1335, Aug 1994.

[94] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard. Phase-space density in the magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 52 :1423–1440, Aug 1995.

[95] Andrew T. Grier, Igor Ferrier-Barbut, Benno S. Rem, Marion Delehaye, Lev Khaykovich, Frédéric Chevy, and Christophe Salomon. $\Lambda-$enhanced sub-Doppler cooling cooling of lithium atoms in D_1 gray molasses. *Phys. Rev. A*, 87 :063411, Jun 2013.

[96] D. Rio Fernandes, F. Sievers, N. Kretzschmar, S. Wu, C. Salomon, and F. Chevy. Sub-Doppler laser cooling of fermionic ^{40}K atoms in three-dimensional gray optical molasses. *EPL (Europhysics Letters)*, 100(6) :63001, 2012.

[97] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11) :2023–2045, Nov 1989.

[98] Arturo Bambini and Alessandro Agresti. Radiative cooling force in atoms with multiplet structure. *Phys. Rev. A*, 56 :3040–3055, Oct 1997.

[99] Mark Kasevich and Steven Chu. Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 69 :1741–1744, Sep 1992.

[100] Andrew J. Kerman, Vladan Vuletić, Cheng Chin, and Steven Chu. Beyond Optical Molasses : 3D Raman Sideband Cooling of Atomic Cesium to High Phase-Space Density. *Phys. Rev. Lett.*, 84 :439–442, Jan 2000.

[101] A Aspect, E Arimondo, R Kaiser, N Vansteenkiste, and C Cohen-Tannoudji. Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Velocity-Selective Coherent Population Trapping. *Phys. Rev. Lett.*, 61(7) :826–829, August 1988.

[102] G Grynberg and J-Y Courtois. Proposal for a magneto-optical lattice for trapping atoms in nearly-dark states. *EPL (Europhysics Letters)*, 27(1) :41, 1994.

[103] M Weidemüller, T Esslinger, M A Ol'Shanii, A Hemmerich, and T W Hänsch. A Novel Scheme for Efficient Cooling below the Photon Recoil Limit. *EPL (Europhysics Letters) (EPL)*, 27 :109–114, July 1994.

[104] D. Boiron, A. Michaud, P. Lemonde, Y. Castin, C. Salomon, S. Weyers, K. Szymaniec, L. Cognet, and A. Clairon. Laser cooling of cesium atoms in gray optical molasses down to 1.1 μk. *Phys. Rev. A*, 53 :R3734–R3737, Jun 1996.

[105] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols. An experimental method for the observation of r.f. transitions and laser beat resonances in oriented Na vapour. *Il Nuovo Cimento B Series 11*, 36(1) :5–20, 1976.

[106] Michael Fleischhauer, Atac Imamoglu, and Jonathan P. Marangos. Electromagnetically induced transparency : Optics in coherent media. *Rev. Mod. Phys.*, 77 :633–673, Jul 2005.

[107] Michael Drewsen. Effective stimulated laser cooling of atoms with a three-level Λ configuration by two negatively detuned standing light waves. *Phys. Rev. A*, 51 :1407–1414, Feb 1995.

[108] D V Kosachiov, Y V Rozhdestvensky, and G Nienhuis. Laser cooling of three-level atoms in two standing waves. *JOSA B*, 14(3) :535–543, 1997.

[109] J. Guo and E. Arimondo. Laser cooling of Rydberg atoms in bichromatic standing waves. *Phys. Rev. A*, 53 :R1224–R1227, Mar 1996.

[110] R Gupta, C Xie, S Padua, H Batelaan, and H Metcalf. Bichromatic laser cooling in a three-level system. *Phys. Rev. Lett.*, 71(1) :3087–3090, November 1993.

[111] C Cohen-Tannoudji. Etude generale de la configuration Λ. Collège de France, quatrieme cours, 1992.

[112] P. Marte, R. Dum, R. Taieb, P. Zoller, M. S. Shahriar, and M. Prentiss. Polarization-gradient-assisted subrecoil cooling : Quantum calculations in one dimension. *Phys. Rev. A*, 49 :4826–4836, Jun 1994.

[113] M.S. Shariar, D.P Katz, A. Chu, J. Mervis, M. Prentiss, T. Cai, N. P. Bigelow, P. Marte, P. Zoller, and P.R Hemmer. Cooling-assisted and confinement-assisted velocity-selective coherent population trapping using standing-wave Raman excitation. *laser physics*, 4 :848–862, 1994.

[114] C Cohen-Tannoudji. Etude d un modèle simple combinant effet Sisyphe et refroidissement subrecul. Collège de France, deuxième cours, 1995-1996.

[115] Albert Messiah. *Quantum mechanics volume 2*. North-Holland publishing company, 1965.

[116] Paul D. Lett, Richard N. Watts, Christoph I. Westbrook, William D. Phillips, Phillip L. Gould, and Harold J. Metcalf. Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit. *Phys. Rev. Lett.*, 61 :169–172, Jul 1988.

[117] Dipankar Nath, R Kollengode Easwaran, G. Rajalakshmi, and C. S. Unnikrishnan. Quantum-interference-enhanced deep sub-Doppler cooling of ^{39}K atoms in gray molasses. *Phys. Rev. A*, 88 :053407, Nov 2013.

[118] S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp, and C. E. Wieman. Loading an optical dipole trap. *Phys. Rev. A*, 62 :013406, Jun 2000.

[119] D Jacob, E Mimoun, L De Sarlo, M Weitz, J Dalibard, and F Gerbier. Production of sodium Bose-Einstein condensates in an optical dimple trap. *New Journal of Physics*, 13(6) :065022, 2011.

[120] L. D. Landau and E. M. Lifshitz. *Quantum Mechanics : Non-relativistic theory*, volume 3 of *Course of Theoretical Physics*. Pergamon Press, third edition, 1989.

[121] Claude Cohen-Tannoudji, Jacques Dupont-Roc, and Gilbert Grynberg. *Atom-Photon Interactions*. Wiley-VCH Verlag GmbH, 2008.

[122] Cheng Chin, Rudolf Grimm, Paul Julienne, and Eite Tiesinga. Feshbach resonances in ultracold gases. *Rev. Mod. Phys.*, 82 :1225–1286, Apr 2010.

[123] Chiara D'Errico, Matteo Zaccanti, Marco Fattori, Giacomo Roati, Massimo Inguscio, Giovanni Modugno, and Andrea Simoni. Feshbach resonances in ultracold ^{39}K. *New Journal of Physics*, 9(7) :223, 2007.

[124] Carl Ramsauer. Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen. *Annalen der Physik*, 369(6) :513–540, 1921.

[125] K. M. O'Hara, M. E. Gehm, S. R. Granade, and J. E. Thomas. Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps. *Phys. Rev. A*, 64 :051403, Oct 2001.

[126] D. M. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, A. P. Chikkatur, S. Inouye, J. Stenger, and W. Ketterle. Reversible Formation of a Bose-Einstein Condensate. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :2194–2197, Sep 1998.

[127] Franco Dalfovo, Stefano Giorgini, Lev P. Pitaevskii, and Sandro Stringari. Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases. *Rev. Mod. Phys.*, 71 :463–512, Apr 1999.

[128] Y. Castin and R. Dum. Bose-Einstein Condensates in Time Dependent Traps. *Phys. Rev. Lett.*, 77 :5315–5319, Dec 1996.

[129] Yu. Kagan, E. L. Surkov, and G. V. Shlyapnikov. Evolution of a Bose-condensed gas under variations of the confining potential. *Phys. Rev. A*, 54 :R1753–R1756, Sep 1996.

[130] F. Gerbier. Quasi-1D Bose-Einstein condensates in the dimensional crossover regime. *EPL (Europhysics Letters)*, 66(6) :771, 2004.

[131] Félix Werner. Virial theorems for trapped cold atoms. *Phys. Rev. A*, 78 :025601, Aug 2008.

[132] T Kraemer, M Mark, P Waldburger, J G Danzl, C Chin, B Engeser, a D Lange, K Pilch, a Jaakkola, H-C Nägerl, and R Grimm. Evidence for Efimov quantum states in an ultracold gas of caesium atoms. *Nature*, 440(7082) :315–8, March 2006.

[133] P. Makotyn, C. E. Klauss, D. L. Goldberger, E. a. Cornell, and D. S. Jin. Universal dynamics of a degenerate unitary Bose gas. *Nature Physics*, 10(2) :116–119, January 2014.

[134] Anatoli Polkovnikov, Krishnendu Sengupta, Alessandro Silva, and Mukund Vengalattore. Colloquium. *Rev. Mod. Phys.*, 83 :863–883, Aug 2011.

[135] George I. Stegeman and Mordechai Segev. Optical spatial solitons and their interactions : Universality and diversity. *Science*, 286(5444) :1518–1523, 1999.

[136] L. Khaykovich, F. Schreck, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles, L. D. Carr, Y. Castin, and C. Salomon. Formation of a matter-wave bright soliton. *Science*, 296(5571) :1290–1293, 2002.

[137] Kevin E Strecker, Guthrie B Partridge, Andrew G Truscott, and Randall G Hulet. Formation and propagation of matter-wave soliton trains. *Nature*, 417(6885) :150–3, May 2002.

[138] Christoph Weiss and Yvan Castin. Creation and detection of a mesoscopic gas in a nonlocal quantum superposition. *Phys. Rev. Lett.*, 102 :010403, Jan 2009.

[139] Christoph Weiss and Yvan Castin. Elastic scattering of a quantum matter-wave bright soliton on a barrier. *Journal of Physics A : Mathematical and Theoretical*, 45(45) :455306, 2012.

[140] Bettina Gertjerenken, Thomas P. Billam, Lev Khaykovich, and Christoph Weiss. Scattering bright solitons : Quantum versus mean-field behavior. *Phys. Rev. A*, 86 :033608, Sep 2012.

[141] Bettina Gertjerenken and Christoph Weiss. Nonlocal quantum superpositions of bright matter-wave solitons and dimers. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 45(16) :165301, 2012.

[142] Krzysztof Sacha, Cord A. Müller, Dominique Delande, and Jakub Zakrzewski. Anderson localization of solitons. *Phys. Rev. Lett.*, 103 :210402, Nov 2009.

[143] Dominique Delande, Krzysztof Sacha, Marcin Plodzien, Sanat K Avazbaev, and Jakub Zakrzewski. Many-body anderson localization in one-dimensional systems. *New Journal of Physics*, 15(4) :045021, 2013.

[144] L. Sanchez-Palencia, D. Clément, P. Lugan, P. Bouyer, G. V. Shlyapnikov, and A. Aspect. Anderson localization of expanding bose-einstein condensates in random potentials. *Phys. Rev. Lett.*, 98 :210401, May 2007.

[145] C. Miniatura, R. C. Kuhn, D. Delande, and C. A. Müller. Quantum diffusion of matter waves in 2d speckle potentials. *The European Physical Journal B*, 68(3) :353–364, 2009.

[146] L Pezzé, M Robert de Saint-Vincent, T Bourdel, J-P Brantut, B Allard, T Plisson, A Aspect, P Bouyer, and L Sanchez-Palencia. Regimes of classical transport of cold gases in a two-dimensional anisotropic disorder. *New Journal of Physics*, 13(9) :095015, 2011.

[147] Nicolas Cherroret, Tomasz Karpiuk, Cord A. Müller, Benoît Grémaud, and Christian Miniatura. Coherent backscattering of ultracold matter waves : Momentum space signatures. *Phys. Rev. A*, 85 :011604, Jan 2012.

[148] T. Karpiuk, N. Cherroret, K. L. Lee, B. Grémaud, C. A. Müller, and C. Miniatura. Coherent Forward Scattering Peak Induced by Anderson Localization. *Phys. Rev. Lett.*, 109 :190601, Nov 2012.

[149] T. Plisson, T. Bourdel, and C.A. Müller. Momentum isotropisation in random potentials. *The European Physical Journal Special Topics*, 217(1) :79–84, 2013.

[150] Weizhu Bao, Dieter Jaksch, and Peter A. Markowich. Numerical solution of the Gross-Pitaevskii equation for Bose-Einstein condensation . *Journal of Computational Physics*, 187(1) :318 – 342, 2003.

Résumé

Ce travail de thèse rapporte la production tout optique de condensats de Bose-Einstein de ^{39}K. Des résonances de Feshbach permettent d'ajuster finement la longueur de diffusion dans l'onde s et offrent la perspective d'étudier la compétition entre les interactions et le désordre dans des gaz quantiques. Une étape clé du processus expérimental est l'obtention d'un nuage suffisamment froid permettant le chargement direct d'un piège dipolaire. Nous avons mis au point une mélasse fonctionnant dans le bleu de la raie D_1 conduisant à une densité dans l'espace des phases élevée et ainsi à la capture d'un grand nombre d'atomes dans un piège à 1550 nm. Le nuage est ensuite polarisé puis comprimé dans un piège dipolaire croisé avant d'entamer un refroidissement évaporatif efficace au voisinage d'une résonance de Feshbach. Ce processus permet la production rapide de condensats de Bose-Einstein toutes les 7 secondes sur notre expérience. Nous envisageons enfin l'étude du diagramme de phase du gaz de Bose bidimensionnel désordonné, de la localisation d'Anderson en dimension deux ainsi que l'étude de l'influence du désordre sur un soliton brillant dans une géométrie unidimensionnelle.

Mots clés

^{39}K - Mélasse grise - Condensation de Bose-Einstein tout optique - Transition BKT Localisation d'Anderson - Solitons brillants

Abstract

This thesis presents the all optical production of ^{39}K Bose-Einstein condensates. This alkali supports Feshbach resonances that allows to adjust the s wave scattering length to study the competition between disorder and interactions in quantum gases. A key point in the process is the sub-Doppler cooling needed for an efficient loading of an optical dipole trap. We use a gray molasses scheme working on the blue side of the D_1 line that leads to a high phase space density and thus to a high number of trapped atoms in a 1550 nm optical trap. The cloud is then polarized and compressed in a crossed dipole trap before starting an efficient forced evaporation close to a Feshbach resonance. This process allows us to produce Bose-Einstein condensates every 7 seconds with our experiment. We finally discuss the perspectives to study of the phase diagram of the two-dimensional disordered Bose gas as well as the Anderson localization phenomenon in two dimensions and the behaviour of bright solitons in a disordered potential in a one-dimensional geometry.

Key words

^{39}K - Gray molasses - All-optical Bose-Einstein condensation - BKT transition - Anderson Localization - Bright solitons