



Solitons brillants de potassium, diffusion non-linéaire dans un milieu désordonné

Louis Boisse

► To cite this version:

Louis Boisse. Solitons brillants de potassium, diffusion non-linéaire dans un milieu désordonné. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COMUE), 2018. Français. <NNT : 2018SACLO003>. <tel-04987924>

HAL Id: tel-04987924

<https://pastel.hal.science/tel-04987924v1>

Submitted on 12 Mar 2025

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.



HAL Authorization

THESE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY
préparée à
L'INSTITUT D'OPTIQUE GRADUATE SCHOOL

ÉCOLE DOCTORALE N°572
Ondes et Matière (EDOM)

Spécialité de doctorat : Physique

par
Louis BOISSÉ

Solitons brillants de ^{39}K ,
diffusion non-linéaire dans un milieu désordonné

Thèse soutenue à Palaiseau, le 30 août 2018

Composition du jury :

Mme Anna MINGUZZI	Rapporteur	LPMMC
M. Pascal SZRIFTGISER	Rapporteur	PhLAM
M. Laurent LONGCHAMBON	Examineur	LPL
M. Nicolas PAVLOFF	Président	LPTMS
M. Thomas BOURDEL	Directeur de thèse	LCF



Table des matières

1	Introduction	1
2	Un refroidissement dissipatif efficace pour le chargement d'un piège conservatif	5
2.1	Le ^{39}K	6
2.1.1	Structure	6
2.1.2	La table optique	8
2.1.3	Le système à vide	11
2.2	Séquence expérimentale	12
2.2.1	Refroidissement Doppler	12
2.2.2	Refroidissement sub-Doppler	16
2.2.3	Vers la condensation tout optique	17
3	Condensation tout optique grâce aux résonances de Feshbach	19
3.1	Théorie des collisions	20
3.1.1	Section efficace de diffusion élastique	20
3.1.2	Collision à basse énergie	23
3.1.3	Ondes partielles supérieures :	24
3.1.4	Minimum de Ramsauer	24
3.2	Résonance de Feshbach	25
3.2.1	Théorie	26
3.2.2	Intérêts des résonances de Feshbach pour le ^{39}K	28
3.2.3	Résonances de Feshbach en ondes partielles supérieures	30
3.2.4	Signature expérimentale	30
3.3	Condensation tout optique	30
3.3.1	Polarisation en spin du nuage atomique	30
3.3.2	Chargement du piège croisé	33
3.3.3	Évaporation au voisinage d'une résonance de Feshbach	34
3.4	Observation de nouvelles résonances de Feshbach pour le ^{39}K	34
3.4.1	Résonances en onde p	34
3.4.2	Une nouvelle résonance de Feshbach. Résonance en onde d ?	39

4	Production de solitons brillants de ^{39}K	49
4.1	Un peu de théorie : Origine des solitons	51
4.1.1	Equation de Gross-Pitaevskii à trois dimensions	51
4.1.2	Fonctionnelle d'énergie unidimensionnelle	52
4.1.3	Solution stable et existence des solitons	53
4.1.4	Signature expérimentale	54
4.1.5	Stabilité des solitons	55
4.2	Mise en œuvre expérimentale	56
4.2.1	Chargement d'un piège optique unidimensionnel	57
4.2.2	Formation de solitons	59
4.3	Etude des pertes à trois corps en fonction de la longueur de diffusion	61
5	Propagation dans un milieu désordonné	65
5.1	Mise en place de l'expérience	66
5.1.1	Énergies mises en jeu : compétition et choix des paramètres	66
5.1.2	Contrôle de la vitesse des solitons	68
5.1.3	Implémentation du désordre	71
5.1.4	Séquence expérimentale	73
5.1.5	Analyse des images	75
5.1.6	Calibration de la force du désordre, expériences à grandes vitesses	76
5.2	Propagation d'un soliton dans le désordre	78
5.2.1	Données expérimentales	78
5.2.2	Effet des non-linéarités	79
5.2.3	Comparaison avec les simulations numériques	81
5.2.4	Phénomène quantique?	82
5.2.5	Limitations expérimentales	84
6	Conclusion et perspectives	87

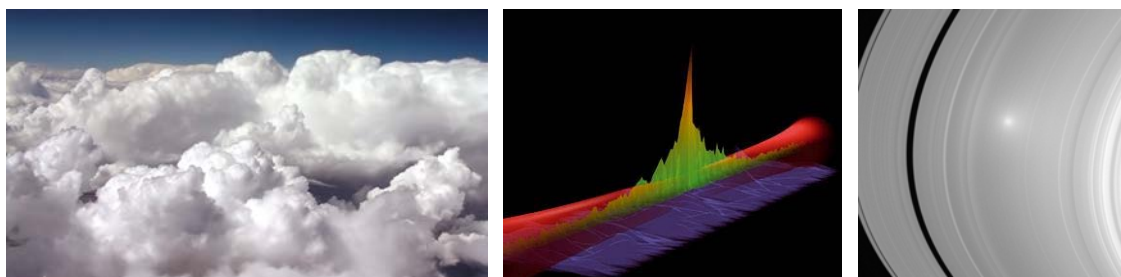


FIGURE 1.1 – A gauche, lumière diffusée sur les gouttelettes d'eau formant les nuages. Au centre, observation expérimentale de la localisation d'Anderson (Billy et al., 2008). A droite, étude des anneaux de Saturne grâce à l'effet d'opposition (Haemeen-Anttila and Vaaraniemi, 1975).

Enfin, dans certains systèmes les interactions ne peuvent être ignorées. C'est le cas par exemple en matière condensée où l'influence des interactions entre électrons sur la conduction électrique a été constatée (Lee and Ramakrishnan, 1985). En optique, de la lumière à haute intensité sur des matériaux diélectriques induit des réponses non-linéaires, modifiant ainsi spatialement et/ou temporellement l'indice de réfraction par effet Kerr optique. La compétition entre propagation dans un milieu désordonné et interactions entre particules est une question ouverte à laquelle notre équipe tente d'apporter sa contribution.

Pourquoi utiliser des atomes froids ?

L'intérêt des atomes froids réside dans le contrôle d'un nombre important de paramètres. La géométrie ainsi que la dimensionalité peuvent en effet être choisies par l'expérimentateur via la forme du laser de piégeage utilisé. De la même manière, il est possible de créer un potentiel désordonné pour les atomes, en utilisant par exemple un speckle lumineux, dont toutes les caractéristiques sont contrôlables. Historiquement, la communauté des atomes froids s'est intéressée au problème de propagation d'ondes dans le désordre sous l'impulsion des groupes d'A. Aspect et M. Inguscio qui se sont intéressés à la localisation d'Anderson avec des atomes de rubidium 87. Cette dernière a été observée à une dimension (Billy et al., 2008) ainsi qu'à trois dimensions (Jendrzejewski et al., 2012) même si l'analyse des résultats a, à chaque fois, été rendue difficile à cause des interactions. Plus récemment, un système équivalent au modèle d'Anderson 2D, utilisant des atomes froids dans des expériences de « kicked-rotor », a été étudié à Lille (Manai et al., 2015). Notre équipe a également apporté sa contribution en étudiant l'influence d'un milieu désordonné sur la transition à deux dimensions dans un gaz de rubidium 87 (Allard et al., 2012). D'autres atomes, comme le lithium 7 et le potassium 39, permettent de contrôler

les interactions grâce aux résonances de Feshbach (Chin et al., 2010) et ont permis, entre autre, l'étude de l'influence du désordre sur la phase isolant de Mott dans les réseaux optiques (voir les travaux des équipes de I. Bloch et B. DeMarco).

Les gaz d'atomes froids semblent donc être de bons candidats pour l'étude du transport en milieu désordonné et en présence d'interactions.

Contenu du manuscrit

Ce manuscrit a pour but de présenter l'expérience de propagation d'atomes froids dans un milieu désordonné, en présence d'interactions. Nous avons choisi d'utiliser des solitons brillants de matière qui se forment pour des interactions légèrement attractives. Ils présentent en effet l'avantage de se propager sans étalement de la fonction d'onde, donc de garder des interactions constantes sur la durée de l'expérience, ce qui est particulièrement intéressant dans le cas d'expériences de transport. Nous donnerons les différents outils permettant d'abord de refroidir un gaz atomique puis de former des solitons brillants atomiques se déplaçant à une vitesse contrôlée dans un milieu désordonné.

Chapitre 2

Dans le chapitre 2, j'explique rapidement les différentes étapes de refroidissement permettant de charger un premier piège dipolaire. La condensation n'est pas atteignable à ce stade car les propriétés de collision du potassium 39 à champ magnétique nul sont trop mauvaises pour procéder à une évaporation efficace.

Chapitre 3

Le troisième chapitre est dédié aux résonances de Feshbach, un phénomène qui permet de contrôler les propriétés de collision ainsi que les interactions dans un gaz atomique. Nous expliquons comment, grâce à ces résonances, il est possible de contourner le problème causé par le minimum de Ramsauer et d'obtenir des condensats de Bose-Einstein avec des atomes de potassium 39. Nous présenterons également les différentes résonances en onde p présentes dans le potassium 39 et nous ferons l'analyse complète d'une résonance en onde d , la première observée.

Chapitre 4

Dans ce chapitre, les résonances de Feshbach sont à nouveau mises à contribution. Pour un champ magnétique de 501.3 Gauss, les interactions entre atomes

sont légèrement attractives. L'énergie d'interaction est alors suffisante pour compenser l'étalement du paquet d'onde dû à l'énergie cinétique, et nous observons la formation de solitons brillants de matière pour la première fois avec des atomes de potassium 39. Les pertes en fonction de la longueur de diffusion sont également étudiées, ce qui permet d'obtenir une mesure indirecte de la taille des solitons, et donc de l'énergie d'interaction.

Chapitre 5

Le cinquième chapitre décrit la diffusion de solitons brillants lors de leur propagation dans un milieu désordonné, créé par un champ de tavelures, dans le régime où l'énergie d'interaction est de l'ordre de l'énergie cinétique du centre de masse du soliton. L'expérience nécessite de contrôler la vitesse de propagation des solitons ainsi que les propriétés du milieu désordonné. Les solitons ont tendance à être soit complètement transmis, soit complètement réfléchis, ce qui n'est pas le cas pour des nuages sans interaction se propageant à la même vitesse dans le même désordre. Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec les simulations numériques basées sur l'équation de Gross-Pitaevskii 1D.

Conclusion et perspectives

Dans cette dernière partie, je résume les travaux réalisés au cours de mes trois années de thèse au LCF et présente la nouvelle expérience que nous sommes actuellement en train de construire. Bien qu'un an de ma thèse ait été consacré à la conception puis à la construction de cette nouvelle enceinte à vide, j'ai décidé de ne pas en parler dans ce manuscrit, la construction de l'expérience étant toujours en cours.

Un refroidissement dissipatif efficace pour le chargement d'un piège conservatif

Sommaire

2.1	Le ^{39}K	6
2.1.1	Structure	6
2.1.2	La table optique	8
2.1.3	Le système à vide	11
2.2	Séquence expérimentale	12
2.2.1	Refroidissement Doppler	12
2.2.2	Refroidissement sub-Doppler	16
2.2.3	Vers la condensation tout optique	17

Ce chapitre a pour vocation de faire un bref résumé du montage et de ses performances. Nous y présenterons l'atome de potassium 39 ainsi que les différentes techniques utilisées pour le piéger et le refroidir, à partir de l'étape de piège magnéto-optique (MOT) jusqu'au chargement d'un piège optique large, première étape vers l'évaporation tout optique.

Dans cette partie nous cherchons à refroidir des atomes de ³⁹K et à atteindre le régime de dégénérescence quantique à l'aide d'une méthode tout optique. Précisons tout d'abord quels éléments seront importants pour l'efficacité du refroidissement.

Qu'entendons-nous par refroidissement d'un nuage d'atomes? La température d'un gaz atomique est liée à la vitesse quadratique moyenne des atomes dans le référentiel du centre de masse. Plus le nuage grandit rapidement au cours du temps, plus la température est élevée. Diminuer la vitesse d'une assemblée d'atomes revient donc à diminuer la température de ce gaz atomique.

Une autre notion importante est la densité dans l'espace des phases $D = n \cdot \lambda_{dB}^3$ ou, dit autrement, la population moyenne d'un état quantique individuel. n est la densité du nuage atomique et $\lambda_{dB} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}}$ la longueur d'onde thermique de de Broglie. Pour former un condensat de Bose-Einstein, un état de la matière dans lequel une grande fraction des atomes d'un gaz occupe l'état quantique fondamental (il y a saturation des états excités (Castin, 1999)), il est nécessaire d'augmenter cette densité dans l'espace des phases.

Tout au long de notre expérience, nous allons donc nous atteler à diminuer la température des atomes (ce qui revient à augmenter λ_{dB}) mais aussi à augmenter la densité du nuage atomique.

2.1 Le ³⁹K

2.1.1 Structure

Premier point important : le potassium 39 est un boson. C'est-à-dire qu'un système d'atomes de potassium 39 est toujours dans un état totalement symétrique par rapport à l'échange de particules.

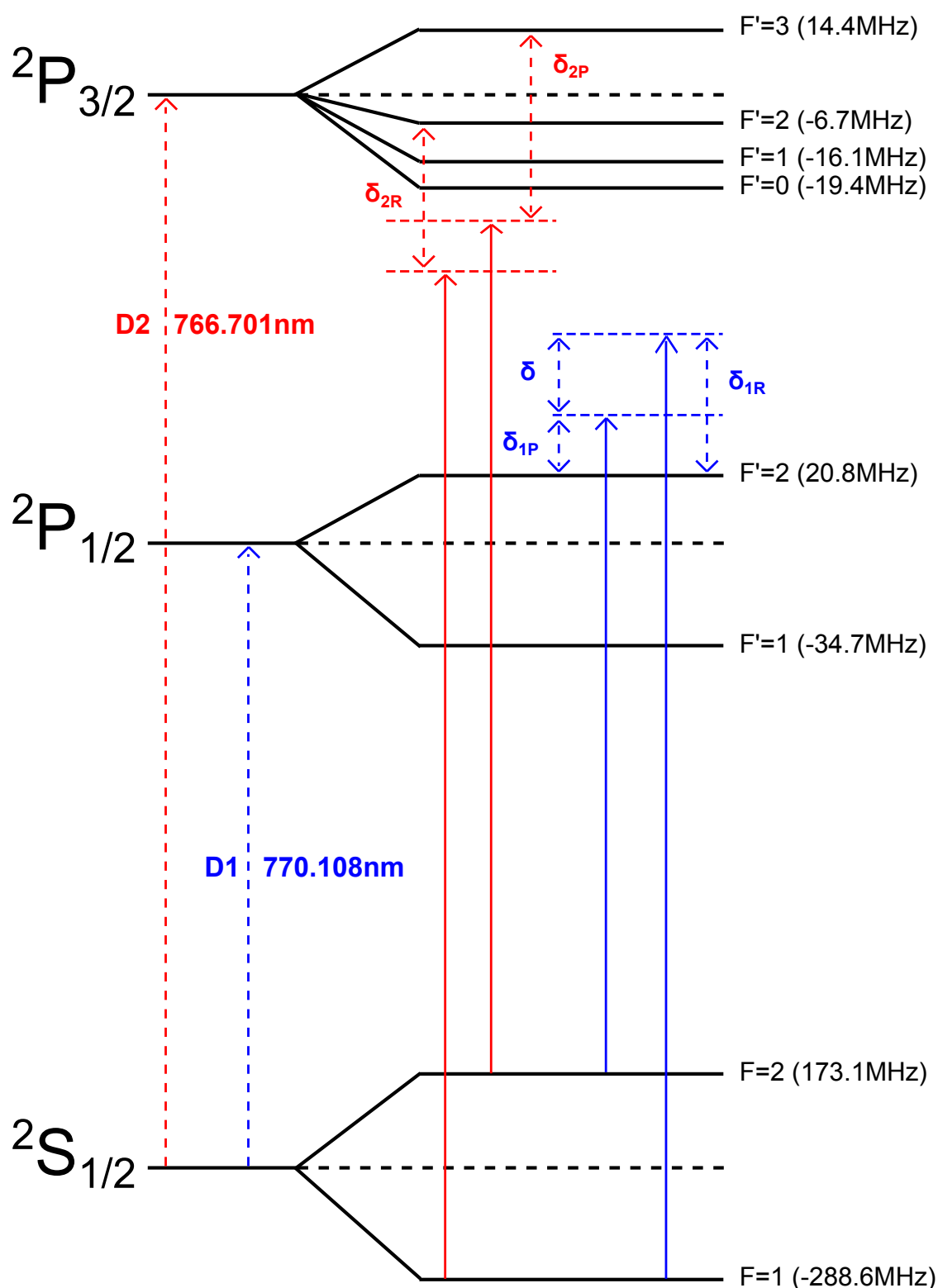


FIGURE 2.1 – Structure des niveaux atomiques du ^{39}K . Les flèches rouges représentent les positions en fréquence des faisceaux utilisés sur la transition D2 (inducés 2). Ceux utilisés sur la transition D1 sont représentés en bleu (inducés 1). Les différents désaccords utilisés plus loin dans ce manuscrit sont également représentés. Image issue de (Tiecke, 2009).

La structure du ^{39}K est représentée sur la Figure 2.1. La transition D1 sera principalement utilisée dans les mélasses grises (voir 2.2.2) et la transition D2 pour les pièges magnéto-optique (voir 2.2.1). Pour ces deux transitions, les atomes peuvent se désexciter soit dans l'état fondamental $F = 1$ soit dans $F = 2$. Il faut donc adresser ces deux niveaux. Nous parlerons de faisceau principal pour les transitions partant du fondamental $F = 2$ et de faisceau repompeur pour celles partant du fondamental $F = 1$.

Le refroidissement du ^{39}K est complexe à cause de la structure hyperfine très étroite de la transition D2 (33,8 MHz au total). Il est difficile d'adresser précisément une transition vers un niveau donné de $^2P_{3/2}$. Il en résulte la nécessité d'utiliser un repompeur fort, typiquement de la même puissance que le principal.

2.1.2 La table optique

Production de lumière D1

La mise en forme du faisceau est présentée sur la Figure 2.2. Une diode fibrée EMCORE, asservie en fréquence (l'asservissement porte sur le courant dans la diode) à l'aide d'une cellule d'absorption saturée, délivre un faisceau à 1540 nm. Ce dernier traverse un amplificateur fibré KEOPSYS de 500 mW puis un doubleur fibré NTT ELECTRONICS. L'efficacité du doubleur est assurée par un asservissement en température. A ce stade, nous obtenons 80 mW de lumière à 770 nm.

Ce faisceau passe ensuite par un amplificateur optique (Tapered Amplifier, TA), qui délivre en sortie 1 W puis traverse un modulateur électro-optique (EOM). Cet EOM génère deux bandes latérales dont nous contrôlons la fréquence et la puissance. La première formera le repompeur alors que la deuxième n'aura pas d'utilité. Le principal sera quant à lui formé par l'onde porteuse originale. Enfin, la lumière traverse un modulateur acousto-optique (AOM) utilisé pour couper rapidement le faisceau (en l'absence de diffraction le faisceau n'est plus aligné).

Le principal adresse la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ et le repompeur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. Les désaccords δ_{1P} et δ_{1R} sont définis comme l'écart en fréquence à ces transitions (voir Figure 2.1).

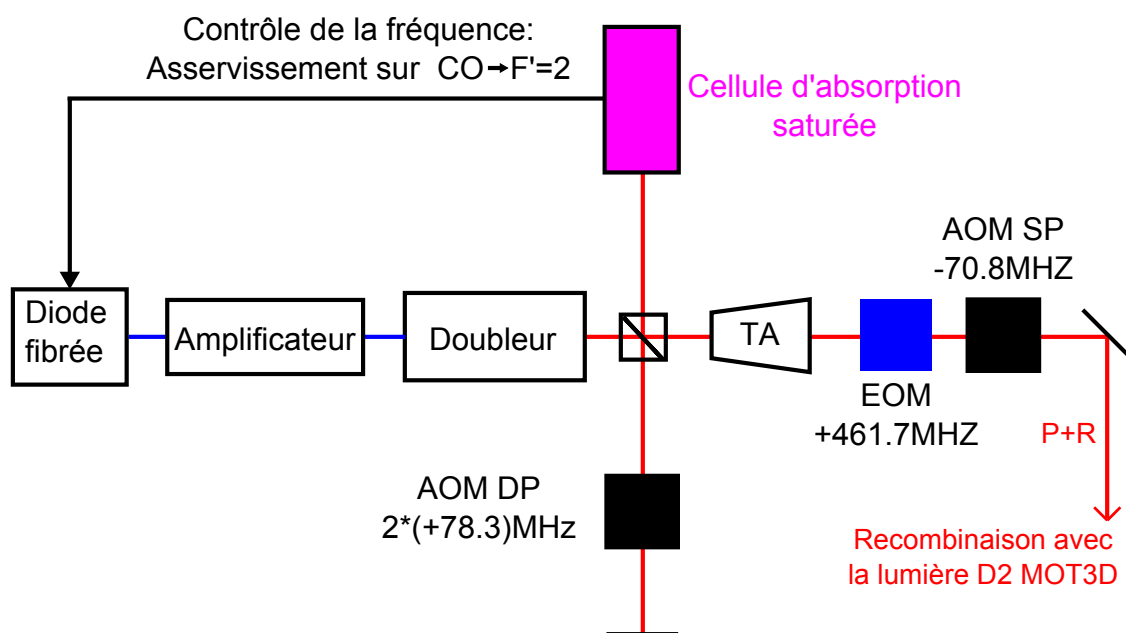


FIGURE 2.2 – Schéma de la table optique produisant la lumière D1. Les notations P et R désignent respectivement les faisceaux principal et repompeur. Les notations AOM SP et AOM DP désignent respectivement les AOM simple passage et double passage.

Production de lumière D2

La mise en forme du faisceau est présentée sur la Figure 2.3. Nous utilisons une diode fibrée DFB (Fitel), asservie en fréquence à l'aide d'une cellule d'absorption saturée, pour la production de la lumière D2. Elle émet un faisceau à 1534 nm qui est amplifié dans un amplificateur fibré dopé à l'erbium (Man-light), lui-même couplé à deux fibres en sortie, chacune transmettant 600 mW à 1534 nm. Ces fibres alimentent ensuite chacune un doubleur fibré (NTT Optoelectronics), ce qui nous permet de disposer de deux faisceaux de 100 mW environ à 767 nm.

Après les doubleurs, la fréquence de la lumière est finement modifiée dans des AOM. Ces derniers permettent aussi de contrôler la puissance envoyée dans chaque ordre de diffraction. Nous formons ainsi le principal, adressant la transition $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$, et le repompeur, adressant la transition $|F=1\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$. De la même manière que pour la lumière D1, nous définissons les désaccords δ_{2P} et δ_{2R} (voir Figure 2.1).

Après avoir traversé un TA, le repompeur est recombinaison avec le principal, nous disposons ainsi de 21,5 mW de principal et de 42 mW de repompeur dans

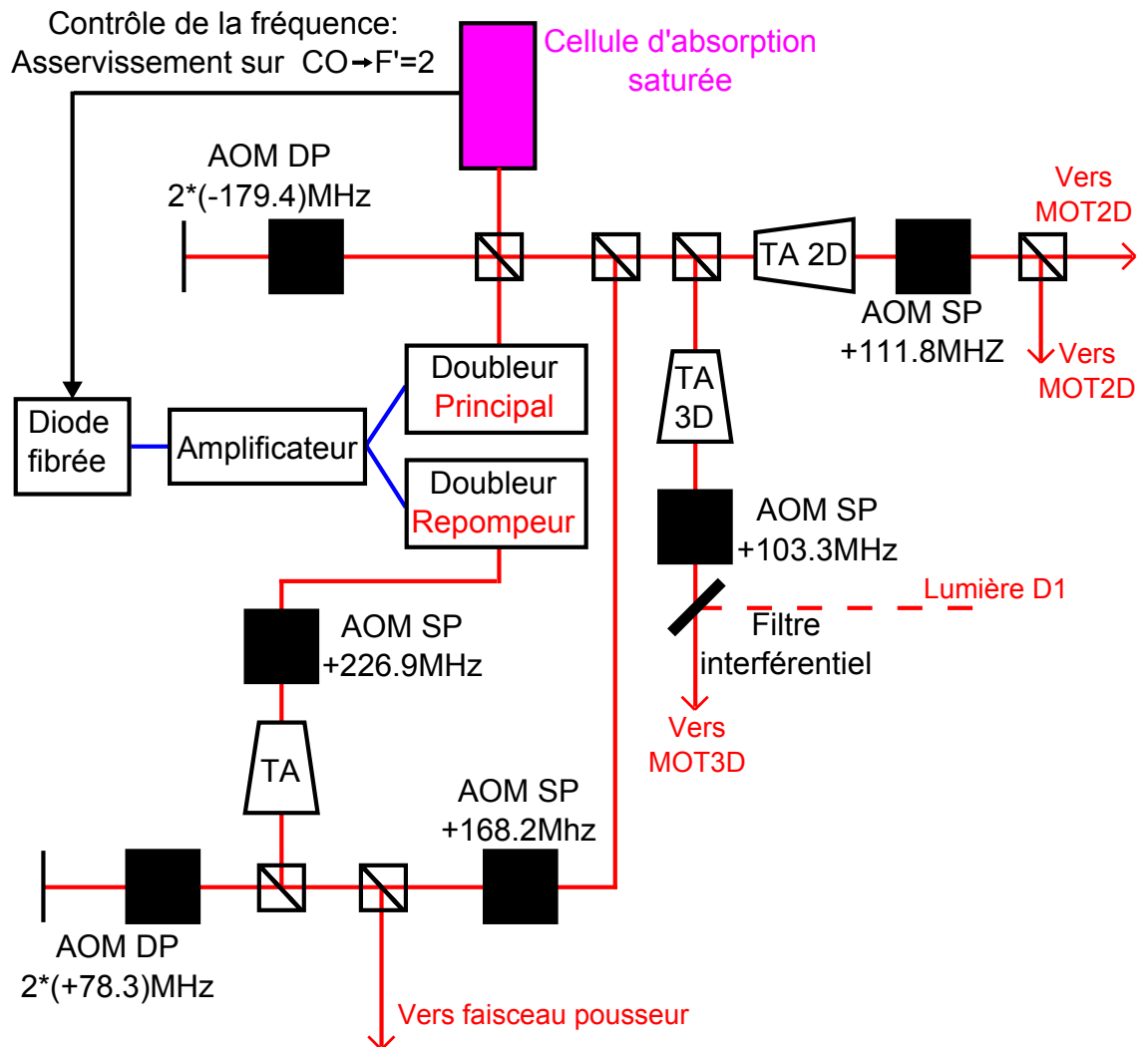


FIGURE 2.3 – Schéma de la table optique produisant la lumière D2. Les notations P et R désignent respectivement les faisceaux principal et repompeur. Les notations AOM SP et AOM DP désignent respectivement les AOM simple passage et double passage.

une même fibre. La lumière est ensuite séparée en deux faisceaux et traverse les lignes MOT2D et MOT3D. Ces deux lignes sont constituées d'un TA, qui fournit en sortie environ 1 W de lumière, et d'un AOM qui sert principalement d'interrupteur rapide. Nous pouvons suivre, pour ces deux lignes, le ratio de puissance entre faisceau principal et repompeur à l'aide d'une cavité Fabry-Pérot.

La lumière MOT3D est ensuite recombiningée dans une fibre Schäfter-Kirchoff avec la lumière $D1$ à l'aide d'un filtre interférentiel. Ce dernier réfléchit ou transmet les longueurs d'onde comprises entre 761 nm et 783 nm en fonction de l'angle du faisceau incident.

2.1.3 Le système à vide

L'expérience qui va être présentée ici avait précédemment pour but l'étude des atomes de rubidium. Il y a quelques années, l'équipe a décidé de changer d'atomes et d'étudier le potassium 39 qui présente l'avantage de posséder un grand nombre de résonances de Feshbach (voir 3.2.1). Lors du changement d'atomes le système à vide a été conservé, vous trouverez de nombreuses précisions dans les thèses de Lauriane FOUCHE (Fouche, 2015), Guillaume SALOMON (Salomon, 2015) et Baptiste ALLARD (Allard, 2012). Nous verrons à la fin de ce manuscrit que la géométrie de la chambre de sciences et le fait qu'elle soit en métal a été une source de limitations pour nos derniers travaux. Le système à vide est présenté Figure 2.4.

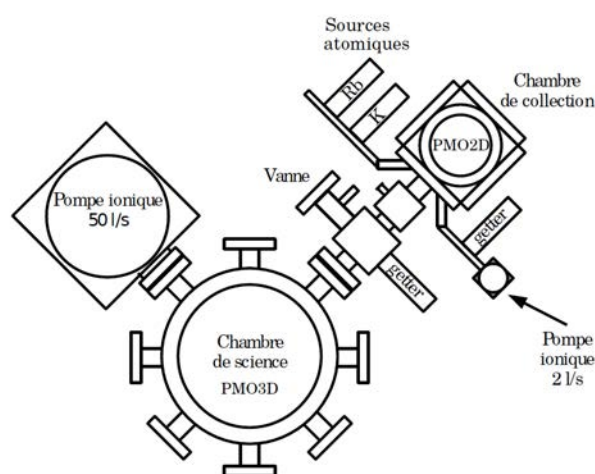


FIGURE 2.4 – Schéma de l'enceinte à vide utilisée.

Les atomes de potassium sont initialement dans un échantillon solide chauffé à 150°C. Après migration, ils arrivent dans la chambre de collection, elle-même chauffée à 50°C. Le chauffage de ces deux compartiments permet d'obtenir une pression en potassium dans la chambre de collection de l'ordre de $2 \cdot 10^{-8}$ bar, suffisamment grande pour former un MOT2D. Ce dernier est

ensuite poussé à travers un tube de 2 mm de diamètre, par un faisceau pousseur à résonance, vers la chambre de sciences dans laquelle les atomes du jet atomique sont piégés dans un MOT3D. Le tube reliant les deux chambres crée un pompage différentiel de l'ordre de 10^{-3} . Les bobines du MOT2D sont placées sous vide, dans la chambre de collection. Des bobines de compensation sont placées autour de cette même chambre. La chambre de science possède deux hublots CF160, permettant un large accès optique, ainsi que huit ouvertures CF40. Les deux bobines du MOT3D, de 126 tours chacune et refroidies à l'eau, sont placées à l'extérieur de la chambre de science. Leur axe est perpendiculaire aux deux gros hublots. Notons dès à présent qu'il est possible de passer d'une configuration anti-Helmholtz (pour réaliser un champ magnétique quadrupolaire) à une configuration Helmholtz (pour réaliser une région de champ magnétique constant) en changeant le sens de passage du courant dans une des deux bobines du MOT3D. Avec les mêmes bobines nous pourrions donc créer aisément le gradient de champ magnétique nécessaire au MOT puis le champ dipolaire magnétique utilisé pour accéder aux résonances de Feshbach. Enfin, le vide est maintenu dans l'expérience grâce à deux pompes ioniques et deux pompes getter.

2.2 Séquence expérimentale

Dans ce manuscrit, je présenterai rapidement les différentes étapes de refroidissement. Ces étapes sont discutées plus en détail dans la thèse de Lauriane FOUCHE (Fouche, 2015) et comparées à celles effectuées par d'autres groupes utilisant le ^{39}K (Campbell et al., 2010; Gokhroo et al., 2011; Landini et al., 2012).

Le but recherché ici est de former des condensats de Bose-Einstein. Ces derniers se forment lorsque la longueur d'onde de de Broglie est du même ordre de grandeur que la distance inter-atomique, les atomes se comportant alors comme une onde de matière. Dans ces conditions, la densité dans l'espace des phases, $D = n \cdot \lambda_{dB}^3$, à atteindre est $D \approx 1$. L'évolution de D lors des différentes étapes de refroidissement qui nous permettront d'atteindre la dégénérescence quantique est présentée Figure 2.5.

2.2.1 Refroidissement Doppler

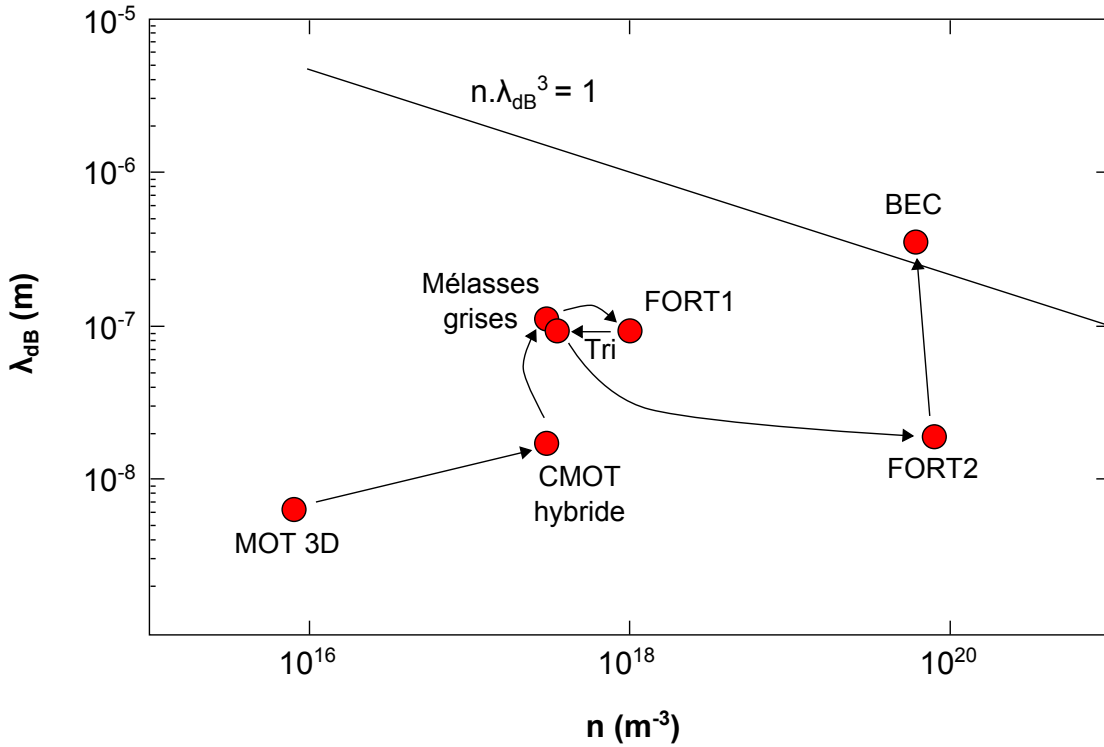


FIGURE 2.5 – Bilan des différentes étapes de refroidissement qui seront présentées dans ce manuscrit. La condensation est atteinte lorsque la densité dans l'espace des phases $n \cdot \lambda_{dB}^3$ est de l'ordre de 1.

Le mécanisme à la base du refroidissement Doppler est la force de pression de radiation qu'exerce une onde lumineuse sur l'atome. Elle permet d'abaisser la température jusqu'à la limite Doppler :

$$T_{min} = \frac{\hbar \Gamma}{2k_B} \quad (2.1)$$

Le potassium possède une structure complexe et ne peut être assimilé à un système à deux niveaux (et l'hypothèse de faible saturation n'est pas vérifiée dans notre expérience). Cette formule nous donnera néanmoins un bon ordre de grandeur de la température minimale atteignable par refroidissement Doppler. Dans le cas du potassium 39, elle est de $143 \mu\text{K}$.

Les pièges magnéto-optiques

Les atomes de ^{39}K proviennent d'une ampoule qui a été brisée dans un compartiment connecté à la chambre de collection. Ces atomes sont d'abord piégés dans un MOT2D, produits par quatre faisceaux MOT2D issus de la ligne

D2. Cette étape a pour but de créer un jet d'atome collimaté qui chargera le MOT3D. Nous cherchons donc à capturer le plus d'atomes possibles.

Les paramètres optimaux pour le MOT2D sont :

- $\delta_{2P} = -7,2\Gamma$ et $\delta_{2R} = -3,1\Gamma$.
- $I = 22I_{sat}$ par faisceau, où $I_{sat} = 1,75 \text{ mW.cm}^2$ et $\frac{I_{2P}}{I_{2R}} = 1$.
- $b = 10 \text{ G.cm}^{-1}$ où b est le gradient de champ magnétique.

Des bobines de compensation permettent de guider les atomes piégés vers un tube reliant la chambre de collection à la chambre de sciences. Ils sont ensuite chargés dans un MOT3D, créé par six faisceaux lumineux issus de la recombinaison de la lumière *D1* et MOT3D dans une même fibre. L'utilisation de la lumière *D1* n'est pas indispensable mais permet d'améliorer le nombre d'atomes piégés dans le MOT3D. Étant à résonance, cette lumière va avoir tendance à éclater le MOT alors que la lumière *D2*, associée au champ magnétique, se comporte comme une force de rappel. Cette compétition aboutit à une diminution de la densité du MOT et donc à une diminution du nombre d'atomes perdus lors de phénomènes de collisions assistées par la lumière.

Les paramètres expérimentaux du MOT3D sont :

- $t_{MOT} = 4 \text{ s}$
- $\delta_{2P} = -8,2\Gamma$ et $\delta_{2R} = -4,1\Gamma$.
- $I_{2,tot} = 7,5I_{sat}$ par faisceau et $\frac{I_{2P}}{I_{2R}} = 1$.
- $\delta_{1P} = \delta_{1R} = 0$.
- $I_{1,tot} = 2I_{sat}$ et $\frac{I_{1P}}{I_{1R}} = 3$.
- $b = 8 \text{ G.cm}^{-1}$ dans la direction forte.

A la fin de cette étape, nous piégeons 5.10^9 atomes et atteignons une température de 2 mK.

Le piège magnéto-optique comprimé

Le but de cette étape est de densifier le nuage atomique pour charger plus efficacement le piège optique (qui nous sera utile pour la condensation tout optique). Nous verrons que cette densification s'accompagne en plus d'un refroidissement des atomes. Cela nous permettra de nous rapprocher des conditions de la condensation. Dans l'état actuel, la densité à la fin de l'étape du MOT3D vaut environ 10^{16} m^{-3} , il est nécessaire d'inclure une étape de compression du nuage atomique, le piège magnéto-optique condensé (ou CMOT) (Petrich et al.,

1994).

La densité dans un MOT est limitée par des processus de réabsorption. L'idée de base du CMOT est la suivante : nous allons pomper les atomes vers un état faiblement couplé à la lumière et limiter ainsi ces processus.

Lors de cette étape, nous jouons sur deux paramètres : l'augmentation de la densité et la diminution de la température. Nous utilisons seulement deux faisceaux, la repompe de la ligne $D2$, qui adresse une transition $J \rightarrow J + 1$ piégeante, et le principal de la ligne $D1$, réalisant une transition $J \rightarrow J$ présentant des états noirs (non-couplé à la lumière) utiles pour le refroidissement.

Pour augmenter n , nous devons trouver les paramètres optimaux de la ligne $D2$ (intensité et désaccord). La ligne $D2$ étant proche de résonance, il est nécessaire de diminuer sa puissance afin de minimiser les phénomènes de chauffage, mais nous ne pouvons pas trop la baisser sous peine de ne plus piéger les d'atomes. Pour conserver le caractère piégeant du faisceau $D2$, nous nous positionnons dans le rouge de la transition ($\delta_{2R} < 0$). Si ce désaccord est trop grand, la force de piégeage sera faible. S'il est trop petit, les photons seront proches de résonances et favoriseront les phénomènes de réabsorption que nous voulons supprimer.

Le gradient de champ magnétique est également augmenté pour augmenter la densité.

Un mécanisme de mélasses grises (que nous expliquerons dans le paragraphe suivant) est responsable de la diminution de la température. Ce mécanisme est optimal pour un désaccord dans le bleu de la transition du faisceau $D1$. Cette fois, nous augmentons le plus possible la puissance du faisceau, une forte puissance favorisant à la fois un refroidissement efficace et une grande vitesse de capture.

Lors de cette étape, les différents paramètres sont fixés à :

- $t_{CMOT} = 7 \text{ ms}$
- $\delta_{1P} = 3,5\Gamma$ et $\delta_{2R} = -3\Gamma$.
- $I_{1P} = 3I_{sat}$ et $I_{2R} = 0,1I_{sat}$.
- $b = 22 \text{ G.cm}^{-1}$.

A la fin du CMOT, la lumière $D2$ est éteinte. Cette étape conduit au piégeage de 60% des atomes du MOT3D. Nous obtenons 3.10^9 atomes à $T = 260 \text{ } \mu\text{K}$. La densité, quant à elle, augmente d'un facteur proche de 30 : $n = 3.10^{17} \text{ m}^3$.

2.2.2 Refroidissement sub-Doppler

Nous devons être encore plus froid et descendre sous la limite Doppler. Nous atteignons de telles températures sub-Doppler grâce au refroidissement Sisyphe, basé sur la force dipolaire moyenne. Pour une description complète de cette étape, se référer aux thèses de Guillaume SALOMON et Lauriane FOUCHE.

Il existe deux types de refroidissement sub-Doppler. Les mélasses rouges : en prenant un désaccord négatif ($\omega_L < \omega_A$) et en nous plaçant dans la configuration $J_f < J_e$, nous accumulons les atomes dans les niveaux d'énergie les plus couplés à la lumière, ce qui conduit à une émission maximale de photons de fluorescence (Gokhroo et al., 2011; Landini et al., 2011). Ce refroidissement n'est pas bien adapté dans notre cas à cause de la structure électronique très dense du potassium 39. Le mécanisme que nous allons utiliser est différent, il s'agit du mécanisme de mélasses grises pour lequel nous nous plaçons dans le bleu de la transition. Lorsqu'on est désaccordé vers le bleu d'une transition $J \rightarrow J - 1$ ou dans le cas d'une transition $J \rightarrow J$ (comme c'est le cas pour la transition D1), il existe toujours au moins un état noir (Dalibard, 2015). Les mélasses grises (Grynberg and Courtois, 1994; Shahriar et al., 1993; Weidemüller et al., 1994) tirent profit de la présence naturelle de ces états noirs sur la transition D1 pour combiner effet Sisyphe (Dalibard, 2015) et VSCPT (Velocity-Selective Coherent Population Trapping) (Aspect et al., 1988). La température minimale est obtenue en diminuant la puissance de la lumière D1 et en se plaçant à la résonance Raman, condition permettant la présence d'un plus grand nombre d'états noirs, et donc un refroidissement plus efficace.

Les paramètres optimaux pour cette étape sont :

- $t_{\text{Sisyphe}} = 25 \text{ ms}$
- $\delta_{1P} = \delta_{1R} = \Delta = 3,5\Gamma$
- $I_{1P} = 3,5 - 0,2I_{\text{sat}}$
- $I_{1R} = 1,2 - 0,07I_{\text{sat}}$
- $\delta = \delta_{1P} - \delta_{1R} = 0$

Tout les atomes du CMOT sont refroidis. Pour atteindre la température minimale, nous diminuons progressivement les intensités I_{1P} et I_{1R} . Nous obtenons : $T_{\text{min}} = 6 \mu\text{K}$ pour une densité $n = 3.10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

Ce mécanisme de refroidissement n'est pas spécifique à notre expérience. Il est utilisé pour refroidir d'autres d'autres atomes tels que : le ^{40}K (Fernandes et al., 2012), le ^{39}K (Nath et al., 2013; Salomon et al., 2013), le ^6Li (Burchianti et al., 2014; Sievers et al., 2015), le ^{23}Na (Colzi et al., 2016), le ^4He (Bouton et al.,

2015), le ^{133}Cs (Boiron et al., 1996; Triché et al., 1999; Valentin et al., 1992).

2.2.3 Vers la condensation tout optique

L'objectif de cette expérience étant de réaliser une évaporation tout optique, nous n'allons pas charger un piège magnétique, mais un piège optique piégeant les atomes grâce à la force dipolaire. Nous l'appellerons dans la suite FORT1 (Far Of Resonance Trap).

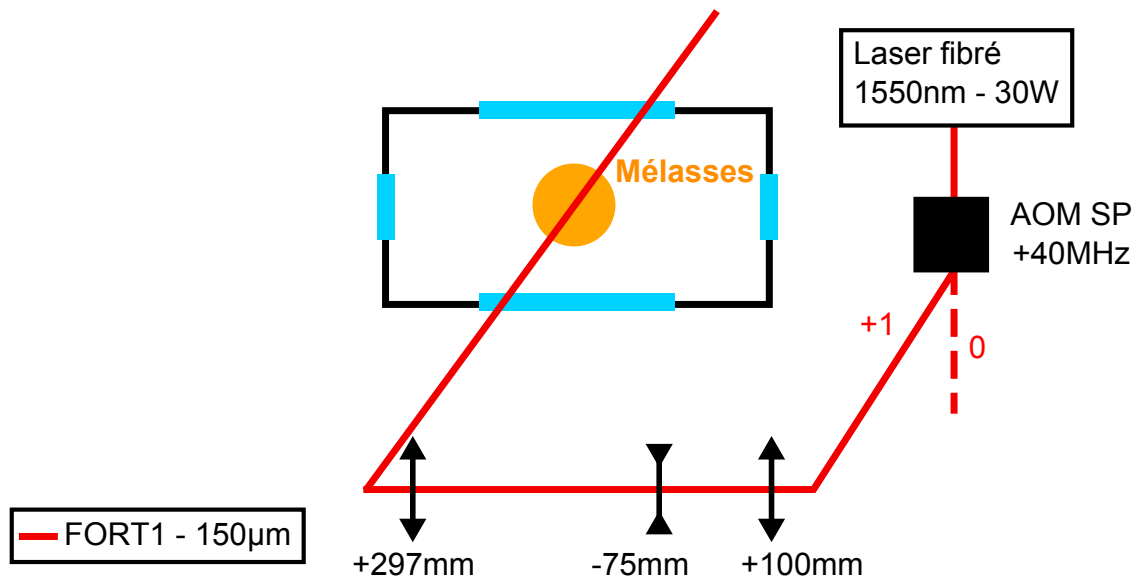


FIGURE 2.6 – Formation du piège dipolaire large, FORT1. Le piège formé a un waist de $150\text{ }\mu\text{m}$.

Le piège est créé à partir d'un laser fibré multimode IPG ELR-30-1550-LP à 1550 nm, délivrant une puissance maximale de 30 W, avec un waist de $500\text{ }\mu\text{m}$. La mise en forme du faisceau est présentée sur la Figure 2.6. La lumière passe d'abord par un AOM (AA MQ40-A2-L1560-WSc) qui nous permet de contrôler la puissance lumineuse arrivant sur les atomes, et de couper le faisceau rapidement. La taille du faisceau est ensuite changée grâce à un télescope (+100 mm; -75 mm) puis est focalisé sur les atomes à l'aide d'une lentille de focale 297 mm. Le laser est allumé à pleine puissance dès le début de l'étape de mélasse, ce qui correspond à 22 W sur les atomes, soit une profondeur de $40 \times k_B\text{ }\mu\text{K}$ bien plus élevée que la température des mélasses. A la fin de la mélasse, on éteint tous les faisceaux excepté le FORT1 et on attend 50 ms pour laisser le temps aux atomes

non-piégés de tomber sous l'effet de la gravité.

Le piège optique ainsi formé présente les caractéristiques suivantes :

- $\lambda = 1550 \text{ nm}$
- $P_1 = 22 \text{ W}$
- $\omega_1 = 150 \text{ } \mu\text{m}$
- $U_1 = 40 \times k_B \text{ } \mu\text{K}$
- $f_{\perp} = 220 \text{ Hz}$
- $f_{\parallel} = 0.5 \text{ Hz}$

Après chargement, on obtient 3.10^7 atomes dans le FORT1 à $15 \text{ } \mu\text{K}$. Nous atteignons une densité dans l'espace des phases de l'ordre de $D=10^{-3} \text{ m}^{-3}$. Pour se rapprocher de la condensation, il faut encore gagner 8 ordres de grandeur. La dernière étape pour atteindre $D \approx 1$, est l'étape d'évaporation. Nous rencontrons ici deux problèmes expérimentaux. Premièrement le FORT1 n'est pas assez confinant. Le taux de collision sera donc faible et l'évaporation très peu efficace. Il est donc nécessaire de charger un second piège optique plus confinant, le FORT2, qui formera un piège croisé avec le FORT1. Deuxième problème : le taux de collision du ^{39}K à champ magnétique nul est seulement de l'ordre de $2.10^{-13} \text{ cm}^3.\text{s}^{-1}$ (voir Figure 3.2), l'évaporation sera donc très lente et, encore une fois, peu efficace. Nous verrons dans la partie suivante que ces deux problèmes peuvent être réglés grâce à l'utilisation des résonances de Feshbach présentes dans le potassium 39.

Dans ce chapitre, nous avons rapidement vu les différentes étapes de refroidissement permettant, à partir d'un MOT, de charger un piège optique large. La dernière étape pour atteindre la condensation de Bose-Einstein est le refroidissement évaporatif. Mais, à cause des propriétés de collision du ^{39}K , l'évaporation n'est pas possible à champ magnétique nul. Nous verrons dans le chapitre suivant comment l'utilisation des résonances de Feshbach nous permet de contrôler les propriétés de collision du potassium 39 et de procéder à une évaporation efficace.

Condensation tout optique grâce aux résonances de Feshbach

Sommaire

3.1 Théorie des collisions	20
3.1.1 Section efficace de diffusion élastique	20
3.1.2 Collision à basse énergie	23
3.1.3 Ondes partielles supérieures :	24
3.1.4 Minimum de Ramsauer	24
3.2 Résonance de Feshbach	25
3.2.1 Théorie	26
3.2.2 Intérêts des résonances de Feshbach pour le ^{39}K	28
3.2.3 Résonances de Feshbach en ondes partielles supérieures	30
3.2.4 Signature expérimentale	30
3.3 Condensation tout optique	30
3.3.1 Polarisation en spin du nuage atomique	30
3.3.2 Chargement du piège croisé	33
3.3.3 Évaporation au voisinage d'une résonance de Feshbach	34
3.4 Observation de nouvelles résonances de Feshbach pour le ^{39}K	34
3.4.1 Résonances en onde p	34
3.4.2 Une nouvelle résonance de Feshbach. Résonance en onde d ?	39

Les atomes ultra-froids sont des systèmes quantiques à N corps qui offrent un grand contrôle et une grande polyvalence (Bloch et al., 2008). Dans ce contexte, les résonances de Feshbach, qui se produisent lorsque l'énergie d'un état lié d'un potentiel inter-atomique est proche de l'énergie cinétique de deux atomes qui entrent en collision, ont une importance toute particulière puisqu'elles permettent de contrôler les interactions entre atomes (Chin et al., 2010). Comme nous le verrons dans ce chapitre, une telle résonance peut être très facilement contrôlée par un champ magnétique homogène tant que le moment magnétique des deux atomes est différent de celui de l'état lié.

Expérimentalement, ces résonances permettent le contrôle de la longueur d'onde de diffusion a , le seul paramètre qui caractérise les collisions à très basse température, typiquement inférieures à $1 \mu\text{K}$ (c'est à dire pour un processus en onde s). Nous verrons dans ce chapitre que le contrôle de a va nous permettre d'atteindre la condensation grâce à une évaporation efficace. Plus généralement, ces processus en onde s ont permis la formation de molécules faiblement liées pour des longueurs de diffusion grandes et positives (Cubizolles et al., 2003; Donley et al., 2002; Duerr et al., 2004; Herbig, 2003; Regal et al., 2003a; Xu et al., 2003), l'étude du crossover BEC-BCS avec des fermions (Bartenstein et al., 2004; Bourdel et al., 2004; Zwierlein et al., 2004) et l'étude de gaz de Bose en interactions résonnantes (Eigen et al., 2017; Rem et al., 2013).

Dans des gaz plus chauds, on observe aussi des résonances de Feshbach en onde partielle supérieure. Dans ce chapitre, nous repérerons les différentes résonances en onde p du potassium 39 et nous étudierons plus quantitativement une nouvelle résonance en onde d .

3.1 Théorie des collisions

Les collisions entre particules sont le mécanisme de base mis en jeu lors de l'étape d'évaporation. Elles permettent d'atteindre l'état de dégénérescence quantique avec des atomes ultrafroids.

3.1.1 Section efficace de diffusion élastique

Considérons deux particules 1 et 2 (Walraven, 2014). Leur mouvement relatif

est parfaitement décrit par l'équation de Schrödinger :

$$H\psi = E\psi \text{ avec } H = \frac{p^2}{2\mu} + V(\vec{r}) \quad (3.1)$$

où H est le hamiltonien décrivant le mouvement relatif des deux particules qui collisionnent, $\vec{p} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$, $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$, μ est la masse réduite $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ et ψ est la fonction d'onde distordue par les interactions.

Dans le cas d'une symétrie sphérique du potentiel d'interaction, H peut s'écrire aussi :

$$H = \frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} \right) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) + V(r) \quad (3.2)$$

où l est le moment cinétique orbital.

La solution de l'équation de Schrödinger s'écrit :

$$\psi = \psi_{in} + \psi_{diff} \quad (3.3)$$

où ψ_{in} est la fonction d'onde de l'onde incidente et ψ_{diff} celle de l'onde diffusée lors de la collision.

Considérons deux particules indiscernables se déplaçant suivant l'axe z . Il n'est pas possible de différencier le mouvement de la particule 1 de celui de la particule 2, la masse réduite peut se déplacer aussi bien suivant $+z$ que suivant $-z$. Il faut donc additionner les amplitudes de probabilité pour ces deux possibilités. Nous travaillons avec du ^{39}K , un boson. La fonction d'onde incidente doit donc être symétrique, elle s'écrit :

$$\psi_{in} = e^{ikz} + e^{-ikz} \quad (3.4)$$

Grâce à la symétrie centrale du système, nous pouvons séparer les variables radiales et angulaires décrivant l'onde diffusée. De plus, loin de la zone de collision, il est possible de la décrire comme une onde sphérique sortante. Ici aussi, l'indiscernabilité joue un rôle. Supposons que nous récupérons un atome, dans la direction $\theta = \phi$, après la collision à l'aide d'un détecteur (voir Figure 3.1). Ce dernier ne peut pas savoir si il détecte la contribution de l'atome de gauche, diffusé suivant l'angle $\theta = \phi$, ou celle de l'atome de droite, diffusé suivant l'angle $\theta = \pi - \phi$. Il faut sommer les amplitudes de probabilité et, encore une fois, obtenir une fonction d'onde symétrique.

$$\psi_{diff} \underset{r \rightarrow \infty}{=} [f(\theta) + f(\pi - \theta)] \frac{e^{ikr}}{r} \quad (3.5)$$

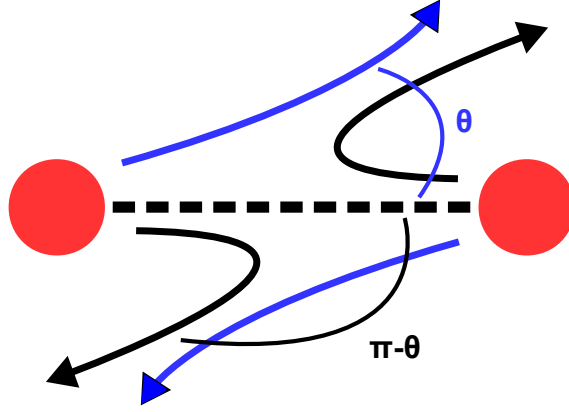


FIGURE 3.1 – Illustration de l'indiscernabilité.

où $f(\theta)$ est l'amplitude de l'onde diffusée.

Finalement nous obtenons, loin de la zone de collision :

$$\psi = e^{ikz} + e^{-ikz} + [f(\theta) + f(\pi - \theta)] \frac{e^{ikr}}{r} \quad (3.6)$$

L'expression générale de la fonction d'onde pour une particule dans un champ de potentiel central peut s'écrire :

$$\psi = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{+l} c_{lm} R_l(k, r) Y_l^m(\theta, \phi) \quad (3.7)$$

Il s'agit d'une décomposition en onde partielle. Le calcul complet est mené plus en détail dans (Walraven, 2014) et consiste à chercher une solution sous forme d'onde sphérique loin de la zone de collision. Nous obtenons finalement :

$$f(\theta) + f(\pi - \theta) = 2 \sum_{l \text{ paire}} (2l + 1) f_l P_l(\cos \theta) \quad (3.8)$$

avec $f_l = \frac{\sin(\eta_l)}{k} e^{2i\eta_l}$, où η_l est le décalage de phase entre l'onde entrant dans le potentiel de collision et l'onde sortante, et où P_l sont les polynômes de Legendre.

La section efficace élastique de collision s'exprime :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta) + f(\pi - \theta)|^2 \quad (3.9)$$

Après intégration sur tout les angles de diffusion, nous obtenons la section effi-

cace totale :

$$\sigma = \int_0^{\frac{\pi}{2}} 2\pi \sin(\theta) |f(\theta) + f(\pi - \theta)|^2 d\theta \quad (3.10)$$

$$\sigma = 8\pi \sum_{l, l' \text{ paires}} (2l' + 1)(2l + 1) f_{l'}^* f_l \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin(\theta) P_{l'}(\cos \theta) P_l(\cos \theta) d\theta \quad (3.11)$$

Les polynômes de Legendre étant orthogonaux, nous obtenons l'expression :

$$\sigma = 8\pi \sum_{l \text{ paire}} (2l + 1)^2 |f_l|^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin(\theta) [P_l(\cos \theta)]^2 d\theta \quad (3.12)$$

qui se réduit finalement à :

$$\sigma = 8\pi \sum_{l \text{ paire}} (2l + 1)^2 |f_l|^2 \quad (3.13)$$

$$\sigma = \frac{8\pi}{k^2} \sum_{l \text{ paire}} (2l + 1)^2 \sin^2(\eta_l) \quad (3.14)$$

3.1.2 Collision à basse énergie

La contribution des différentes ondes partielles est dépendante de l'énergie des atomes lors du choc. Les ondes partielles de $l \neq 0$ subissent une barrière centrifuge en même temps que le potentiel $V(r)$ (voir Equation 3.2). Si l'énergie cinétique relative n'est pas suffisante pour dépasser cette barrière, la distance interparticulaire ne sera jamais suffisamment petite pour que le potentiel $V(r)$ ait une influence sur les particules. Il n'y aura donc pas de diffusion. Dans ces conditions, seules les ondes s (pour lesquelles $l=0$) jouent un rôle dans les collisions et l'Equation 3.14 s'écrit :

$$\sigma = \frac{8\pi}{k^2} \sin^2(\eta_0) \quad (3.15)$$

La longueur de diffusion en onde s se définit :

$$a = -\lim_{k \rightarrow 0} \frac{\eta_0(k)}{k} \quad (3.16)$$

Nous obtenons ainsi :

$$\lim_{k \rightarrow 0} \sigma = 8\pi a^2 \quad (3.17)$$

Il est important de noter ici que la longueur de diffusion est le seul paramètre nécessaire pour décrire les collisions à basse énergie.

3.1.3 Ondes partielles supérieures :

A plus haute température, pour que des ondes partielles de $l > 0$ apportent une contribution non-négligeable à la section efficace élastique, il faut que leur énergie soit supérieure à la barrière centrifuge, c'est-à-dire que :

$$E > E_{min} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R_{min}^2} - \frac{C_6}{R_{min}^6} \quad (3.18)$$

où C_6 est le coefficient du potentiel de Lennard-Jones et R_{min} est la distance à laquelle le potentiel effectif est maximal :

$$R_{min} = \left(\frac{6C_6\mu}{\hbar^2 l(l+1)} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.19)$$

3.1.4 Minimum de Ramsauer

Afin d'évaporer efficacement, il faut un taux de collisions assez grand pour que le nuage thermalise correctement. Or le taux de collisions γ est défini tel que :

$$\gamma = n\sigma v \quad (3.20)$$

où n est la densité, σ la section efficace de collision et v la vitesse moyenne des atomes. Afin d'augmenter la densité, nous allons ajouter un deuxième piège optique plus confinant que le premier. La section efficace de collision quant à elle est donnée pour des bosons par :

$$\sigma = 8\pi a^2 \quad (3.21)$$

où a est la longueur de diffusion définie précédemment. En champ nul, elle est de l'ordre de $a \sim -25 a_0$ pour le ^{39}K , où a_0 est le rayon de Bohr. Il résulte de cette observations deux inconvénients importants dans notre cas.

- Tout d'abord, en valeur absolue, a est 4 fois plus faible pour notre espèce atomique que pour le ^{87}Rb , espèce plus communément utilisée et pour laquelle le refroidissement tout optique a déjà été démontré (Clément et al., 2009). Il faut donc s'attendre à un taux de collision 16 fois plus faible dans notre cas.

- D'autre part, d'après l'Equation 3.16, la longueur de diffusion s'écrit :

$$a = -\lim_{k \rightarrow 0} \frac{\eta_0}{k} \quad (3.22)$$

où η_0 est le déphasage dans l'onde s . Le développement à basse énergie du déphasage η_0 donne :

$$\tan(\eta_0) \sim -ka - \frac{1}{2}r_0k^3a^2 \quad (3.23)$$

où r_0 est la portée du potentiel¹. On constate donc que, lorsque a est négatif, il existe une valeur de k , autrement dit une valeur d'énergie de collision, pour laquelle le déphasage s'annule. Ceci se traduit par un minimum dans la section efficace de collision à l'énergie correspondante, appelé minimum de Ramsauer (Ramsauer, 1921). Sur la Figure 3.2 on constate que ce minimum est atteint vers 400 μK .

Le problème soulevé ici est que, pour augmenter le taux de collision, nous allons charger un second piège optique plus confinant (donc plus profond). La température du nuage atteindra alors quelques centaines de μK , une valeur proche du minimum de Ramsauer. On se retrouve donc dans une impasse : en augmentant la densité, nous espérons augmenter le taux de collision, mais nous obtenons l'effet inverse car la longueur de diffusion est minimale. Nous verrons dans la partie suivante que ce problème peut être réglé grâce à l'utilisation des résonances de Feshbach.

3.2 Résonance de Feshbach

Dans cette partie, nous verrons comment il est possible de contrôler la longueur de diffusion a grâce aux résonances de Feshbach. Nous verrons également, que le contrôle de a nous permet de choisir les interactions.

1. La portée r_0 du potentiel de Van der Waals peut s'écrire, en utilisant le modèle de Gribakin et Flaumbaum (Gribakin and Flambaum, 1993), telle que :

$$r_0 = \left(\frac{mC_6}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (3.24)$$

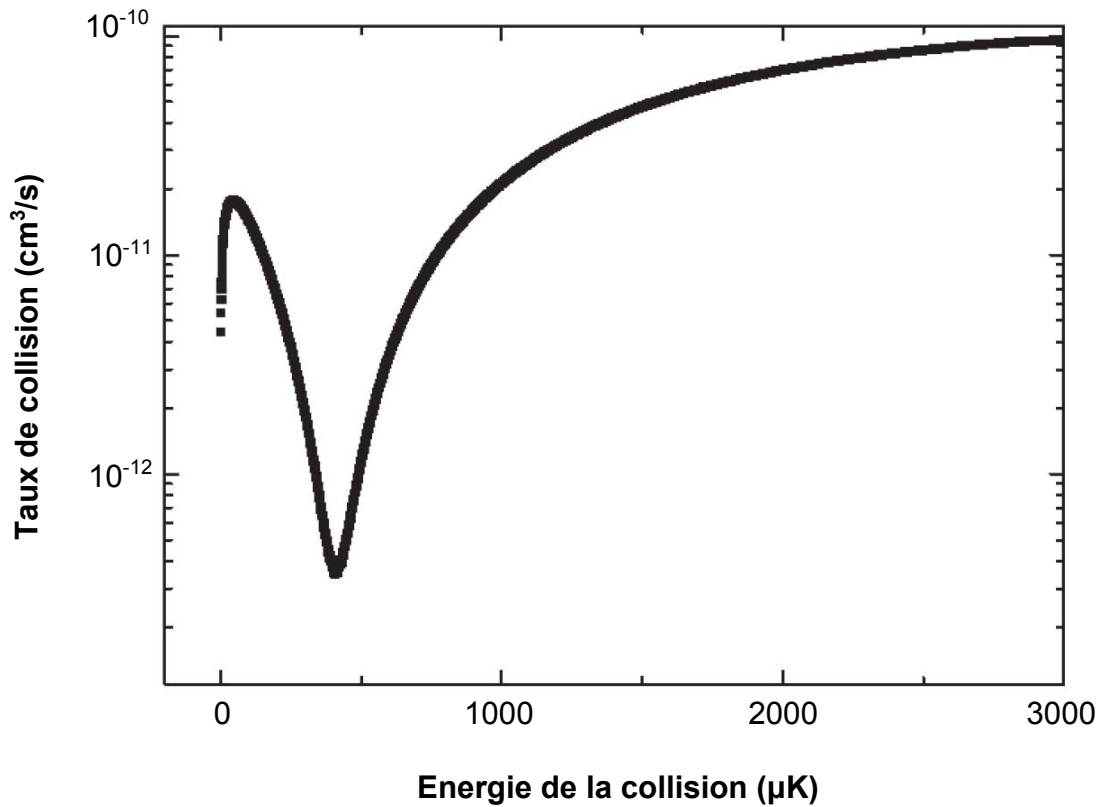


FIGURE 3.2 – Taux de collisions pour le ^{39}K en fonction l'énergie de collision exprimée en unités de température pour des atomes dans l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$ (Figure extraite de (Landini et al., 2012)).

3.2.1 Théorie

Comme nous l'avons vu précédemment, à basse température, les collisions élastiques entre atomes sont décrites par un seul paramètre, la longueur de diffusion a , reliée à la section efficace de collision σ par l'Equation 3.21.

Cependant, dans ce type de processus, nous ne considérons qu'un unique potentiel d'interaction pour décrire les collisions. Nous supposons que les atomes entrent et sortent de la zone de diffusion sans modification de leur état interne. En général, le potentiel d'interaction dépend de l'état interne des atomes. Pendant la collision, les états internes sont modifiés et les atomes peuvent être piégés dans un état lié du potentiel, en formant un état moléculaire. Ce type de processus est nommé diffusion en « canal fermé ». Le terme « canal ouvert » est utilisé pour les processus de diffusion pour lesquels les atomes ne changent pas d'état interne. Les atomes se rapprochant ont assez d'énergie pour

pouvoir se séparer ensuite (voir Figure 3.3).

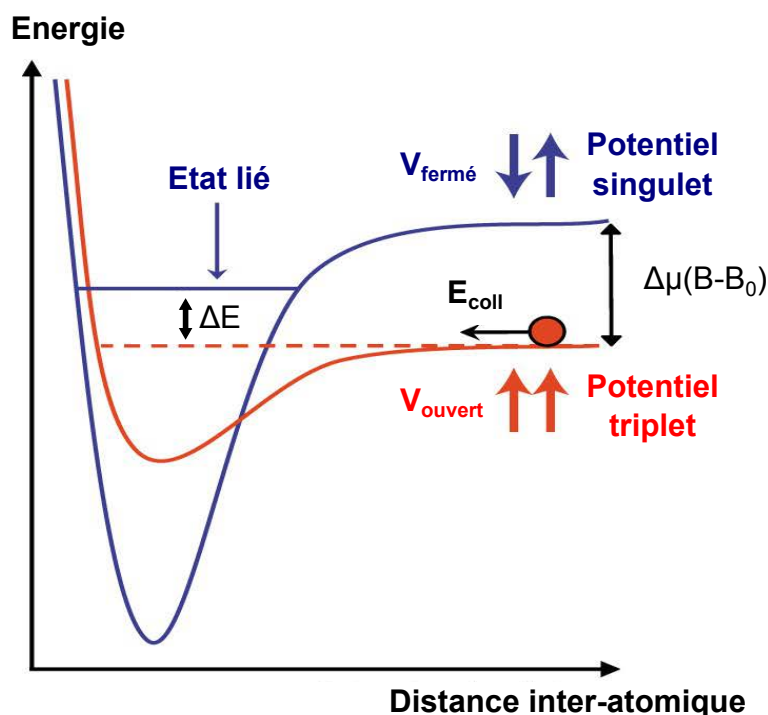


FIGURE 3.3 – Principe d'une résonance de Feshbach en onde s.

Pour introduire le concept de canaux ouverts et fermés, nous considérons deux atomes possédant chacun un électron dans son état fondamental (Chin et al., 2010; Walraven, 2014). Nous nous plaçons également dans l'approximation de Born-Oppenheimer en considérant que le mouvement des électrons est rapide par rapport à celui du noyau. Dans ce cas, la fonction d'onde électronique s'adapte adiabatiquement au mouvement du noyau. Nous nous intéressons donc au couplage de deux spin $\frac{1}{2}$.

Le potentiel ressenti par les deux atomes peut être du type singulet $V_s(r)$: correspondant à l'état de spin total 0, anti-symétrique par l'échange de deux électrons, ou du type triplet $V_t(r)$: correspondant à l'état de spin total 1, symétrique par l'échange de deux électrons. Le potentiel $V_s(r)$ possède des états liés moléculaires, il correspond donc au canal fermé. $V_t(r)$ correspond au canal ouvert.

$\mathbf{s}_1$ et $\mathbf{s}_2$ sont les opérateurs moment magnétique de spin des deux électrons. On introduit l'opérateur moment magnétique de spin total $\mathbf{S} = \mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2$ nous

permettant de nous placer dans la base d'états propres $|S, M_S\rangle$, où M_S est le nombre quantique magnétique total avec $S \in 0, 1$ et $-S \leq M_S \leq S$.

En présence d'un champ magnétique $\mathbf{B}$, nous introduisons une interaction du type spin-Zeeman, qui dépend du spin électronique total :

$$H_Z \propto \mathbf{S} \cdot \mathbf{B} \quad (3.25)$$

Le décalage en énergie des différents niveaux s'écrit alors :

$$\Delta E_Z \propto B M_S \quad (3.26)$$

Dès lors, les états avec un nombre quantique magnétique M_S non nul subissent un effet Zeeman. Le potentiel triplet est donc décalé en énergie par rapport au potentiel singulet (voir Figure 3.3). En ajustant le champ magnétique $\mathbf{B}$, il est possible de diminuer ΔE , où ΔE est la différence entre l'énergie d'un état moléculaire dans le canal fermé et l'énergie E_{coll} de l'état diffusé dans le canal ouvert. D'après l'inégalité d'Heisenberg, $\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$, la durée de vie de l'état moléculaire doit alors augmenter et le décalage de phase, $\tan(\eta_0) \sim -ka$ (voir Equation 3.23), entre l'onde avant et après la collision doit augmenter. Lorsque $\Delta E \rightarrow 0$, le déphasage tend vers π , et par conséquent la longueur de diffusion, diverge (Chin et al., 2010). Il s'agit d'une résonance de Feshbach.

Une résonance de Feshbach contrôlée magnétiquement peut être décrite par une expression très simple, au voisinage de la résonance, exprimant la longueur de diffusion en ondes s :

$$a(B) = a_{bg} \left(1 - \frac{\Delta}{B - B_0} \right) \quad (3.27)$$

où a_{bg} est la longueur de diffusion hors de la résonance considérée, Δ la largeur de la résonance et B_0 le champ à résonance. Lorsque $B \rightarrow B_0$, a diverge.

3.2.2 Intérêts des résonances de Feshbach pour le ^{39}K

Le ^{39}K présente de nombreuses résonances de Feshbach accessibles entre 0 et 700G. Les résonances en onde s impliquant les atomes dans les états $|F=1, m_f=-1\rangle$, $|F=1, m_f=0\rangle$ et $|F=1, m_f=+1\rangle$ sont représentés sur la Figure 3.4. En variant B , nous pouvons donc choisir a , d'autant plus facilement que la résonance est large.

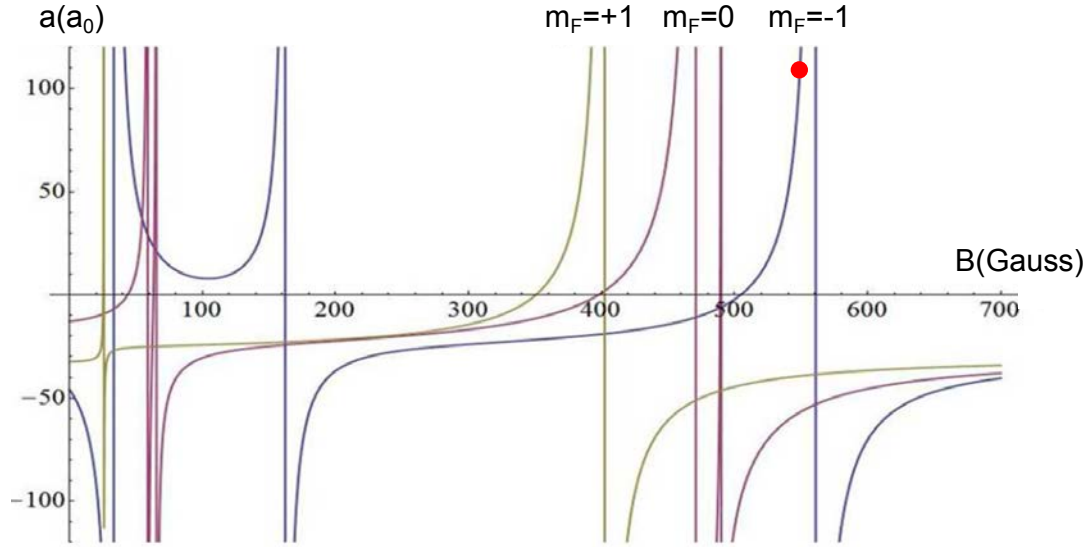


FIGURE 3.4 – Longueur de diffusion a en unités de a_0 en fonction du champ magnétique B en Gauss. Pour cette Figure, seules les résonances en onde s sont considérées. Les courbes vertes correspondent au sous-état Zeeman $|F=1, m_f=1\rangle$, celles en violettes à $|F=1, m_f=0\rangle$ et celles en bleu à $|F=1, m_f=-1\rangle$. (Figure issue de (Landini, 2012))

On peut également montrer (Walraven, 2014) qu'au premier ordre, l'énergie totale de deux atomes qui entrent en collision s'écrit : $E + \delta E$, où δE est donné par :

$$\delta E = \frac{4\pi\hbar^2}{\mu V} a \quad (3.28)$$

où μ est la masse réduite et V le volume de la zone de collision. On note facilement que, si $a < 0$, alors l'énergie totale de la paire d'atomes diminue, il y a donc une interaction attractive entre les atomes. Lorsque $a > 0$, l'énergie totale augmente, il y a interaction répulsive entre les atomes. Et pour $a = 0$, l'énergie totale des deux atomes n'est pas modifiée, il n'y a pas d'interaction. δE est appelée énergie d'interaction de champ moyen. Les résonances de Feshbach nous permettent donc, via le signe et la valeur de la longueur de diffusion, de contrôler les interactions entre atomes ainsi que la force de ces interactions. Par exemple, pour des champs magnétiques de l'ordre de 500 Gauss, la longueur de diffusion peut être soit positive (interactions effectives répulsives), soit nulle (gaz sans interaction), soit négative (interactions attractives). Lors de l'évaporation, nous avons besoin d'un grand nombre de collisions donc d'un grand a , nous nous plaçons au voisinage du point rouge sur la Figure 3.4.

3.2.3 Résonances de Feshbach en ondes partielles supérieures

Il est aussi possible d'observer des résonances de Feshbach en ondes supérieures. Il est important de bien définir si ce sont les collisions dans le canal ouvert qui sont en ondes supérieures ou bien l'état moléculaire formé dans le canal fermé. Par exemple, des résonances de Feshbach impliquant des collisions en onde p et formant un état moléculaire en onde p ont déjà été observées (Chin et al., 2000; Regal et al., 2003b; Zhang et al., 2004). Inversement, des résonances mettant en jeu des collisions en onde s et un état moléculaire en onde d ont également été observées (Beaufils et al., 2009). Dans la suite de ce manuscrit, lorsque nous parlerons de résonance en ondes partielles supérieures, nous ferons références à l'énergie des collisions mises en jeu et non à l'état moléculaire. Nous reviendrons un peu plus loin dans ce chapitre sur l'observation de résonances pour lesquelles $l \neq 0$.

3.2.4 Signature expérimentale

Le taux de pertes, que ce soit à deux corps ou à trois corps, dépendant de la longueur de diffusion (par exemple, le taux de pertes à trois corps est proportionnel à a^4 au voisinage d'une résonance de Feshbach), la diminution du nombre d'atomes au voisinage de B_0 est une signature expérimentale de la présence d'une résonance de Feshbach (voir Figure 3.5).

3.3 Condensation tout optique

Comme pour le chapitre précédent, je vais passer assez rapidement sur la condensation. Vous trouverez de plus amples détails dans la thèse de Lauriane FOUCHE (Fouche, 2015).

3.3.1 Polarisation en spin du nuage atomique

Comme nous l'avons vu précédemment, une évaporation efficace nécessite un grand nombre de collisions, donc une densité du nuage atomique élevée. Dans le cas du potassium, une telle situation n'est pas atteignable à champ nul à cause du minimum de Ramsauer. Une première stratégie pour l'évaporation

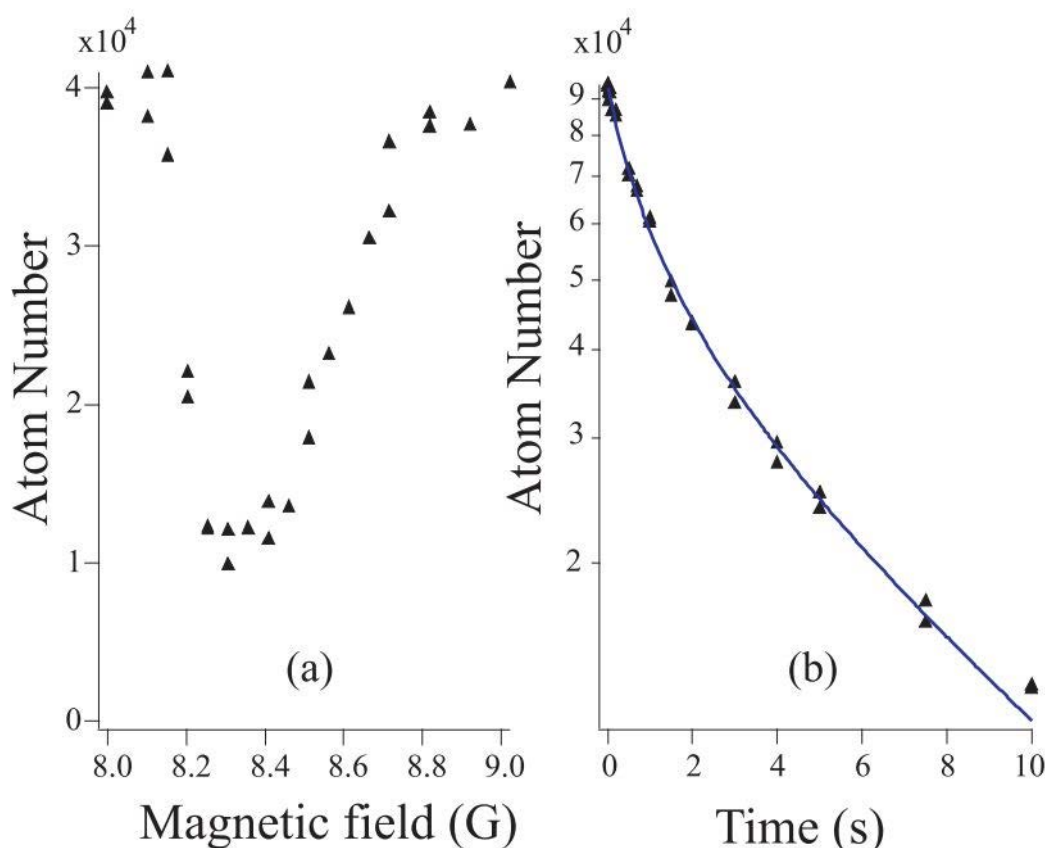


FIGURE 3.5 – A gauche, nombre d’atomes restants dans le piège en fonction du champ magnétique pour un temps d’attente de 10 s. Cette courbe est caractéristique de la présence d’une résonance de Feshbach. A droite, courbe de décroissances de nombre d’atomes en fonction du temps pour un champ magnétique de 8.3 Gauss. Cette image est issue de (Beaufils et al., 2009).

consisterait à trouver un champ magnétique pour lequel la longueur de diffusion est assez grande ($\sim 100a_0$) et positive pour tous les états présents dans l’échantillon atomique. Nous n’avons pas trouvé de champ adéquat expérimentalement. Nous avons donc opté pour une autre stratégie : placer tous les atomes dans un seul état $|F, m_f\rangle$ et évaporer au voisinage d’une résonance connue.

Pompage optique en fin de mélasses

Nous utilisons deux faisceaux sur la transition D1 lors de l’étape de mélasses grises : le principal sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ et le repompeur qui récupère les atomes tombés dans $|F = 1\rangle$ pour les exciter vers $|F' = 2\rangle$. En éteignant le repompeur 0.5 ms avant la fin des mélasses, les atomes sont pompés vers l’état

$|F = 1\rangle$. Cette étape mène à 100% des atomes dans $|F = 1\rangle$ en fin de mélasses. Ces derniers sont ensuite chargés dans un piège optique suivant la même procédure que celle présentée en 2.2.3.

Procédure de tri

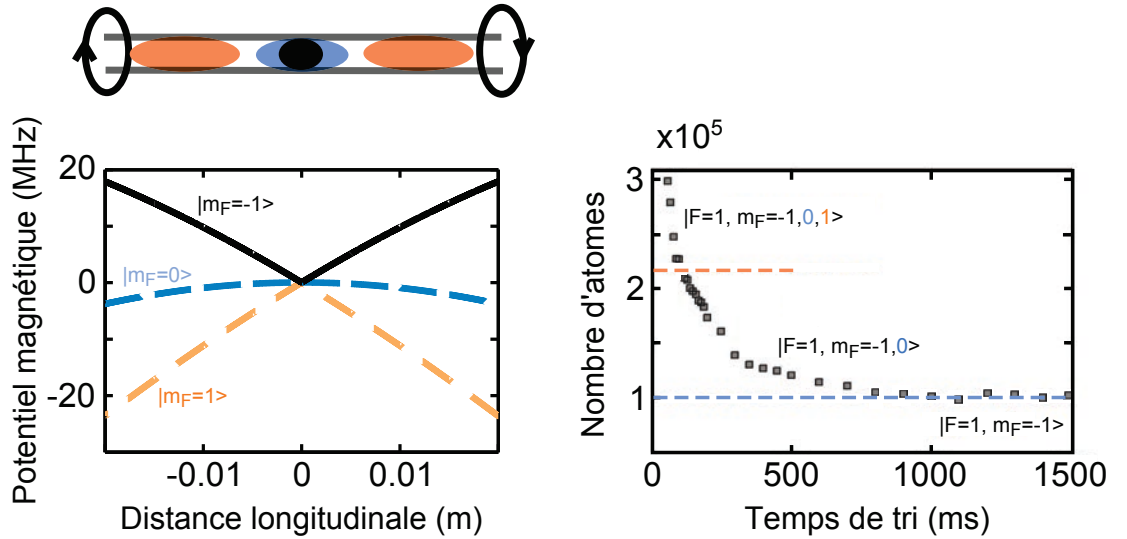


FIGURE 3.6 – A gauche : Procédure de tri des états Zeeman après chargement du nuage atomique dans le piège dipolaire. Seuls les atomes dans l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$ sont piégés. A droite : évolution du nombre d'atomes dans le FORT1 au cours de l'étape de tri. Images issues de (Fouche, 2015; Salomon, 2015).

A la fin de l'étape de pompage optique, nous obtenons en même proportion les trois états de spin $|F = 1, m_f = -1\rangle$, $|F = 1, m_f = 0\rangle$, $|F = 1, m_f = 1\rangle$. Pour ne garder que les $|F = 1, m_f = -1\rangle$, nous superposons au FORT1 un faible gradient magnétique créé par les bobines du MOT3D. Comme présenté sur la Figure 3.6 (à gauche), le potentiel créé est expulsant pour les atomes dans $|F = 1, m_f = 1\rangle$, piégeant pour ceux dans $|F = 1, m_f = -1\rangle$ et une légère courbure expulse les $|F = 1, m_f = 0\rangle$. Le gradient magnétique utilisé est de 14 Gauss.cm^{-1} .

La Figure 3.6 (à droite) présente l'évolution du nombre d'atomes dans le piège optique au cours de l'étape de tri. Cette courbe présente trois régimes différents. De 0 à 100 ms, le nombre d'atomes diminuent rapidement à cause de l'expulsion des atomes dans $|F = 1, m_f = 1\rangle$. De 100 à 1000 ms, les pertes peuvent être attribuées aux $|F = 1, m_f = 0\rangle$ qui ne sont pas piégés. Après 1 s d'attente, presque 100% des atomes restant dans le FORT1 sont dans l'état $|F = 1, m_f = -1\rangle$.

3.3.2 Chargement du piège croisé

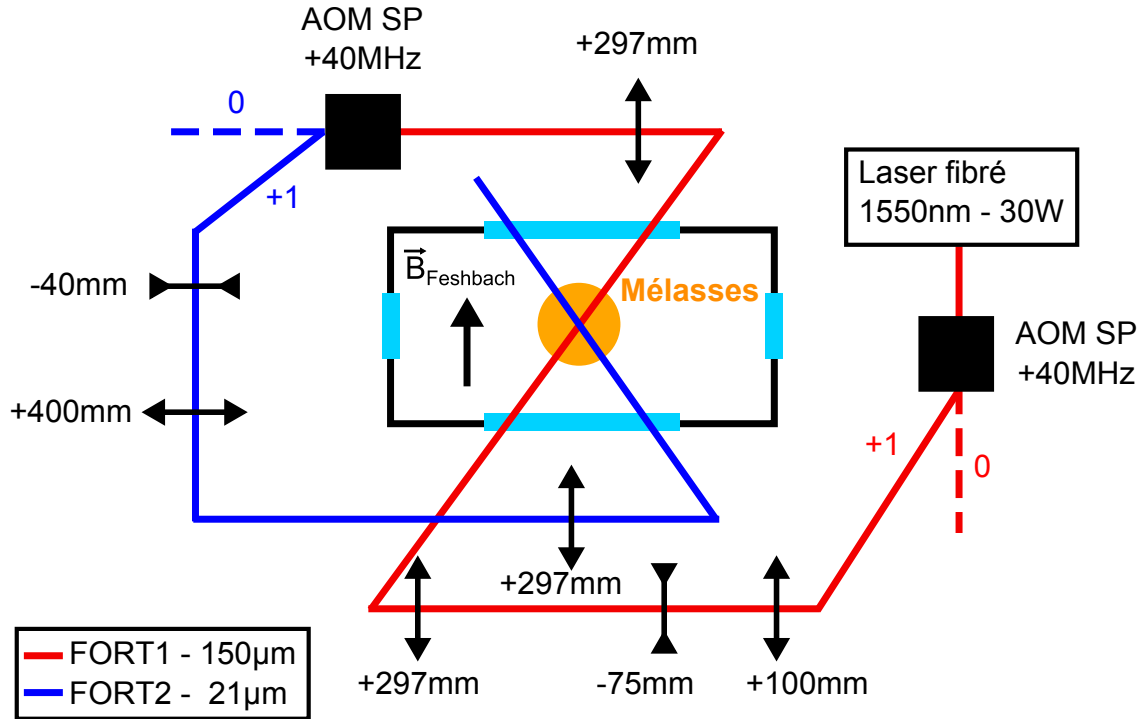


FIGURE 3.7 – Schéma du banc optique permettant l'évaporation. Le FORT2 est formé en récupérant le FORT1 après traversée de la chambre de sciences.

A la sortie de la chambre de science, le FORT 1 est récupéré et collimaté grâce à une seconde lentille de 297 mm de focale. Le faisceau est ensuite diffracté par un AOM MTS40-A3-1550 de chez AA Optoelectronic. Un télescope (-40 mm; 400 mm) dont la première lentille est mobile grâce à une platine de translation permet, associé à une lentille finale de 297 mm de focale à nouveau, de contrôler à la fois la taille et la position du waist du second piège ainsi créé. Le faisceau qui entre dans la chambre est focalisé sur les atomes et est noté FORT2 dans la suite. Le banc optique décrit ici est schématisé sur la Figure 3.7.

Une fois le tri effectué dans le FORT1, on allume doucement le FORT2 puis on éteint lentement le gradient de champ magnétique. Le processus prend 2 s au total et on charge ainsi environ la moitié des atomes triés dans le FORT2. Les caractéristiques du FORT2 sont :

- $P_2 = 14 \text{ W}$
- $\omega_2 = 21 \mu\text{m}$

- $U_2 = 1.6 \text{ mK}$
- $f_{\perp} = 8680 \text{ Hz}$
- $f_{\parallel} = 140 \text{ Hz}$

On dispose ainsi de $N = 4.10^6$ atomes à une température de $T = 220 \mu\text{K}$ pour débuter la phase d'évaporation, soit une densité dans l'espace des phases de $D = 4,5.10^{-4}$. Il nous faut encore gagner $\sim$ quatre ordres de grandeur sur D lors de l'étape d'évaporation pour atteindre la condensation.

3.3.3 Évaporation au voisinage d'une résonance de Feshbach

Une fois le FORT2 chargé, on allume rapidement un champ magnétique homogène à 550 Gauss, ce qui correspond à une longueur de diffusion de $a=130a_0$, donc à un taux de collision élevé en début d'évaporation. Le FORT2 étant plus profond que le FORT1, dans un premier temps on ne diminue que la puissance du FORT2 puis on finit l'évaporation en baissant la puissance des deux pièges en même temps. En fin d'évaporation, on obtient $N=6.10^4$ atomes condensés après 1,8 s d'évaporation.

3.4 Observation de nouvelles résonances de Feshbach pour le ^{39}K

La condensation de Bose-Einstein a été atteinte grâce à l'utilisation d'une résonance de Feshbach en onde s . Comme nous l'avons vu précédemment, il existe également des résonances en ondes partielles supérieures. Cette partie est dédiée à l'étude des résonances en onde p et d'une résonance en onde d présentes dans le potassium 39.

3.4.1 Résonances en onde p

Les résonances en onde s faisant intervenir des collisions entre atomes de ^{39}K dans l'état fondamental $|F=1\rangle$ sont déjà bien connues et ont fait l'objet de plusieurs études (D'Errico et al., 2007). Ce n'est pas le cas des résonances en onde p faisant intervenir deux états de spin différents. Ces dernières ne peuvent

être observées que dans des mélanges de spin.

3.4.1.1 Préparation des mélanges de spin

En fin de mélasses, les atomes sont pompés dans l'état fondamental $|F = 1\rangle$ de la même façon que celle détaillée dans la partie 3.3.1. Le nuage atomique est ensuite transféré dans le FORT1.

Mélange parfait

Sans procédure de tri, nous avons vu sur la Figure 3.6 que le nuage atomique est composé d'environ $\frac{1}{3}$ de chaque sous-états de spin considérés. En chargeant directement le piège croisé sans effectuer l'étape de tri, nous obtenons donc un nuage contenant 33% des trois sous états Zeeman de $|F = 1\rangle$. Ce mélange sera appelé mélange parfait dans la suite.

Échantillon quasi-pur

Le second mélange sera obtenu grâce à l'étape de tri. Comme nous l'avons vu dans la partie 3.3.1, nous sommes capable d'obtenir un échantillon pur avec la totalité des atomes dans le sous-état $|m_F = -1\rangle$. De plus, en modifiant légèrement ce protocole, nous avons vu (voir partie 3.3.1) que nous pouvons varier la proportion des trois sous-état Zeeman dans le nuage. Dans la suite, nous utiliserons la configuration optimale pour produire des condensats de Bose-Einstein, à savoir la plupart des atomes dans l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$ et quelques pourcents des atomes dans $|F = 1, m_F = 0\rangle$ et nous appellerons cet échantillon mélange quasi-pur.

3.4.1.2 Observation et comparaison aux simulations numériques

L'observation des résonances de Feshbach du ^{39}K a été menée en collaboration avec Andrea Simoni qui nous a fourni des courbes issues de simulations numériques. Ces courbes nous permettront d'identifier les sous-états Zeeman impliqués dans chaque résonances observées.

Protocole expérimental

L'échantillon que l'on veut étudier est préparé dans le piège croisé FORT1+FORT2. Pour différents champs magnétiques, on procède à une

évaporation que l'on stoppe avant la condensation. Nous obtenons ainsi des nuages assez chauds pour que les atomes puissent passer la barrière centrifuge et former un état lié dans le potentiel moléculaire. Après un temps d'attente de 1 s, on prend une image et on mesure le nombre d'atomes restants dans le nuage. Dans le cas du mélange parfait, le champ magnétique est scanné entre 360 et 415 Gauss puis entre 440 et 510 Gauss. Pour le mélange quasi-pur, le champ magnétique varie entre 380 et 415 Gauss puis entre 440 et 505 Gauss et enfin entre 540 et 580 Gauss. Ces plages d'étude ont été choisies en fonction des positions des résonance en onde p prévues par les calculs d'Andrea Simoni. Les résultats expérimentaux sont présentés sur la Figure 3.8. La calibration utilisée pour obtenir les champs magnétiques à partir des courants circulant dans les bobines est de $7.72 \pm 0.02 \text{ Gauss.A}^{-1}$. Nous reviendrons sur cette calibration un peu plus loin.

Comparaison avec les simulations numériques

Expérimentalement, la présence d'une résonance de Feshbach se traduit par une perte d'atomes. En effet, lorsque B tend vers B_0 dans l'Equation 3.27, la longueur de diffusion diverge et la section efficace de collision passe par un maximum. Les pertes, à deux corps ou à trois corps, augmentent également et on observe une diminution du nombre d'atomes dans le nuage. Sur la Figure 3.8, on observe plusieurs résonances de Feshbach au voisinage des champs magnétiques 395, 379, 455, 458, 472, 491, 481, 525 et 560 Gauss.

Ces valeurs sont à comparer aux simulations numériques. Ces dernières sont en rouge sur la Figure 3.8 et présentent l'évolution de la section efficace de collision élastique, σ_{el} , en fonction du champ magnétique pour des collisions en onde s ainsi que pour des collisions en onde p .

Chacune des résonances de Feshbach observées expérimentalement correspond à un maxima de σ_{el} (lignes pointillées bleues sur la Figure 3.8). Cela nous permet d'identifier les états de spin des atomes qui entrent en collision ainsi que le type de collision mis en jeu. En plus des résonances en onde s déjà connues, nous identifions quatre résonances impliquant des collisions en onde p :

- à 379 Gauss pour un mélange $|F = 1, m_F = 1\rangle$ et $|F = 1, m_F = 0\rangle$.
- à 455 Gauss pour un mélange $|F = 1, m_F = 1\rangle$ et $|F = 1, m_F = -1\rangle$.
- à 458 Gauss pour un mélange $|F = 1, m_F = 0\rangle$ et $|F = 1, m_F = -1\rangle$.
- à 481.7 Gauss pour un mélange $|F = 1, m_F = 0\rangle$ et $|F = 1, m_F = -1\rangle$.

Il s'agit de la première observation de résonances en onde p dans le potassium 39.

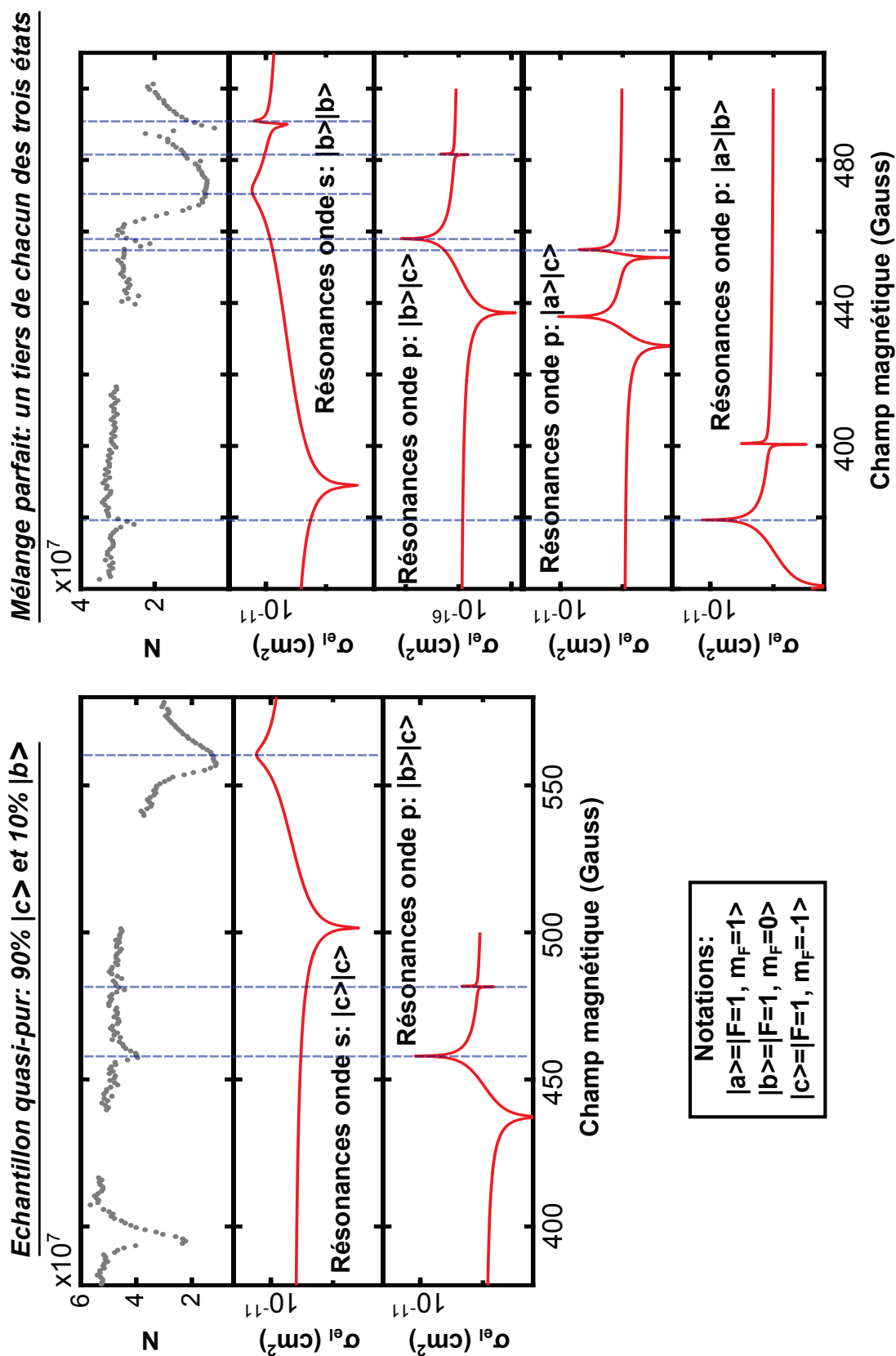


FIGURE 3.8 – Comparaison de données expérimentales montrant les pertes d'atomes en fonction du champ magnétique et de simulations donnant la section efficace de collision élastique pour les champs correspondants.

Type de résonance	m_F, m_F	B_{th} (Gauss)	B_{exp} (Gauss)
onde s	0, 0	471,5	471,8(1,2)
	0, 0	491	491
	-1, -1	560,5	561,4(1,5)
	+1, -1	472	471,8(1,2)
	0, -1	525,7	525,4(1,4)
onde p	+1, 0	379	378
	+1, -1	455	456,5
	0, -1	458	456,5
	0, -1	481,7	481
onde d	-1, -1	395	395

TABLE 3.1 – Sous-états Zeeman impliqués et positions des résonances de Feshbach présentes dans le potassium 39.

Résonance inconnue?

Dans le cas de l'échantillon quasi-pur, il reste néanmoins une résonance à 395 Gauss qui ne correspond à aucun maxima σ_{el} , que ce soit en onde s ou en onde p . Cette résonance est aussi visible dans un échantillon parfaitement pur ne contenant que des atomes dans l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$. Après vérification auprès d'Andrea Simoni, nous pouvons affirmer qu'il s'agit d'une résonance impliquant des collisions en onde d pour l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$. Ici encore, il s'agit de la première observation d'une telle résonance dans le potassium 39. Son étude fera l'objet de la prochaine partie.

Les positions ainsi que les sous-états de spin impliqués dans chacune des résonances observées sont récapitulés dans le Tableau 3.1.

Calibration du champ

Afin de calibrer au mieux le champ magnétique dipolaire produit par les bobines, nous nous baserons sur la résonance de Feshbach fine en onde s pour les atomes dans l'état $|m_F = 0\rangle$ prévue théoriquement à 490 Gauss. Sur la Figure 3.8 le maximum de pertes est obtenu pour un courant $I = 63,5$ A circulant dans les bobines. Expérimentalement, le courant est au mieux contrôlé à 0,1 A près. Nous déduisons de cette mesure la calibration du champ utilisée ($7,72 \pm 0,02$ Gauss.A $^{-1}$).

Il est important de connaître avec précision le champ magnétique Feshbach produit dans l'expérience. En effet, la précision sur la longueur de diffusion est directement reliée à celle sur le champ magnétique. Connaître a aussi précisément que possible sera par exemple important lorsqu'il s'agira d'utiliser notre

T (μK)	n ($\times 10^{20} \text{m}^{-3}$)	$f_{\perp}$ (Hz)	$f_{\parallel}$ (Hz)
10	5.48	2515	162
22	3.18	3130	140
70	1.67	5300	130
140	1.06	7500	138
180	1.01	8660	154

TABLE 3.2 – Caractéristiques des différents échantillons étudiés : température T , densité n , fréquences mesurées du piège croisé dans les directions radiales $f_{\perp}$ et longitudinale $f_{\parallel}$.

contrôle sur les interactions pour former des solitons.

3.4.2 Une nouvelle résonance de Feshbach. Résonance en onde d ?

Comme nous l'avons vu précédemment, nous observons des pertes d'atomes au voisinage de 395 Gauss, caractéristiques de la présence d'une résonance de Feshbach. Dans cette partie, nous étudions plus en détail cette nouvelle résonance. Nous verrons, à l'aide de nos observations et des calculs d'Andrea Simoni, qu'il s'agit de la première observation d'une résonance de Feshbach en onde d avec des atomes de potassium 39.

3.4.2.1 Observation de la résonance

Le nuage est initialement préparé dans le FORT1. On ne garde que les atomes dans $|F = 1, m_F = -1\rangle$ grâce à la même étape de tri que celle décrite précédemment. On commence une évaporation au voisinage de l'onde s habituelle à 550.6 Gauss. Au bout d'un certain temps cette étape est stoppée, ce qui nous permet de choisir la température du nuage atomique. Dans toutes la suite de ce chapitre nous comparerons cinq échantillons à des températures différentes qui seront toujours produit de la même manière. Les paramètres permettant de les obtenir sont présentés dans le tableau 3.2. Le code couleur sera conservé pour toutes les figures qui suivront.

Le champ magnétique est d'abord rampé jusqu'à 408 Gauss en 150 ms puis rapidement amené vers une valeur comprise entre 408 Gauss et 392 Gauss. Pour chaque champ magnétique, on récupère le nombre d'atomes restant dans le

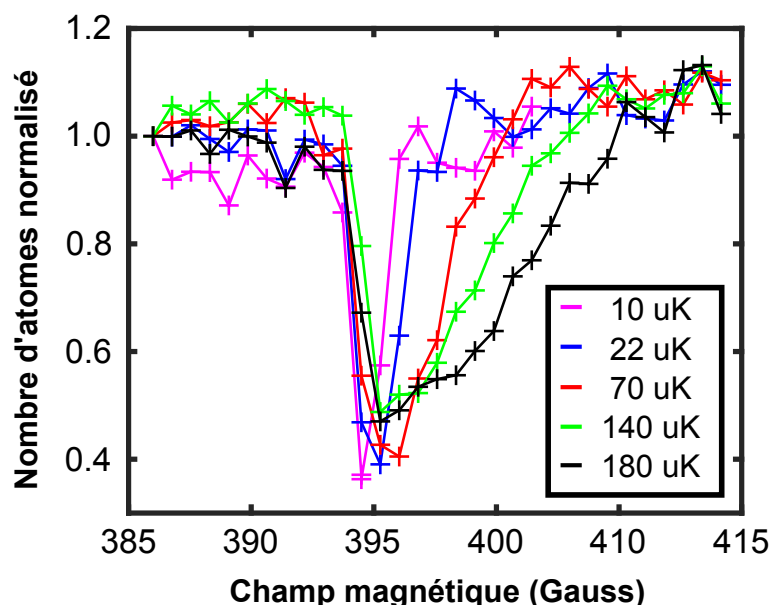


FIGURE 3.9 – Nombre d’atomes normalisé en fonction du champ magnétique autour de 394 Gauss. La forme est asymétrique et la largeur des courbes augmente avec la température.

piège après un temps d’attente de 1 s. Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure 3.9. Nous observons des pertes importantes, signature de la présence de la résonance. Premières observations : les courbes sont asymétriques avec le champ magnétique, elles s’élargissent et se décalent avec la température. Ces observations sont caractéristiques de résonances en ondes partielles supérieures.

3.4.2.2 Ordre des pertes?

Nous nous intéressons maintenant au type de pertes impliquées au voisinage de cette résonance. Pour chaque échantillon, nous observons la décroissance du nombre d’atomes dans le piège croisé jusqu’à 10 s à un champ magnétique fixé. La Figure 3.10 présente les courbes de décroissance obtenues à 404 G et 395 G pour un nuage d’atomes à 140 μK . Comme attendu, nous pouvons observer que les pertes sont plus importantes lorsqu’on se rapproche de la résonance.

En toute généralité, il faudrait ajuster ces courbes en tenant compte des pertes à un corps caractérisées par Γ_1 , des pertes à deux corps caractérisées par le taux de pertes à deux corps K_2 et des pertes à trois corps caractérisées par

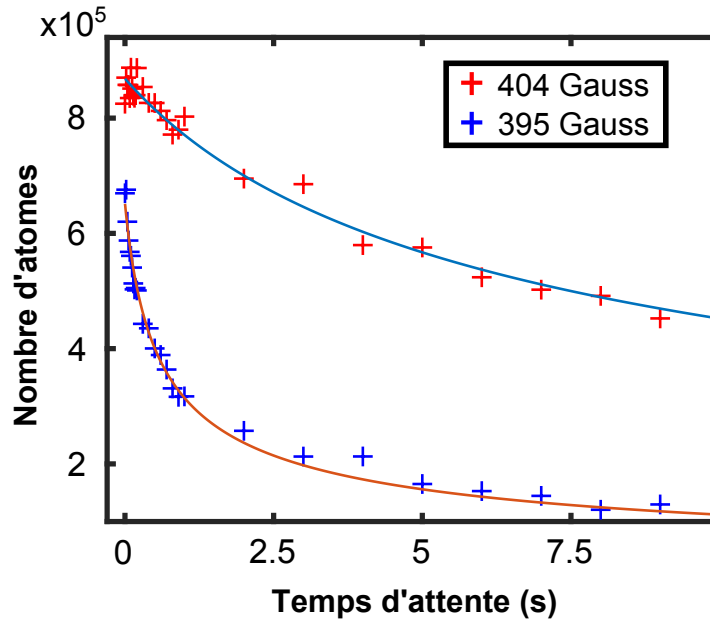


FIGURE 3.10 – Décroissance du nombre d'atomes pour un gaz piégé à $140 \mu\text{K}$ pour deux champs magnétiques différents. Les pertes sont plus importantes proches de la résonance. Les données expérimentales sont ajustées à l'aide d'un modèle de perte à trois corps.

le coefficient K_3 . Pour simplifier l'analyse nous considérerons que les courbes obtenues peuvent être ajustées par un seul des deux coefficients K_2 ou K_3 en plus de Γ_1 .

Taux de pertes à un corps

Afin de mesurer le taux de pertes à 1 corps, nous préparons un échantillon pur (ne contenant que des atomes dans $|F = 1, m_f = -1\rangle$) dans le piège croisé à une température d'environ $140 \mu\text{K}$. Nous nous plaçons ensuite à 500.5 Gauss , ce qui correspond à une longueur de diffusion $a=0$. Nous étudions donc dans ce cas un gaz sans interaction. La Figure 3.11 montre la décroissance du nombre d'atomes dans le piège croisé pendant 30 s. Son allure exponentiellement décroissante confirme que seules les pertes à un corps sont à prendre en compte dans le cas d'un gaz sans interaction. On ajuste les données expérimentales de la Figure 3.11 par la fonction $N(t) = N_0 \exp^{-\Gamma_1 t}$ où Γ_1 est le taux de pertes à 1 corps. On extrait $\Gamma_1 = 0.038 \text{ s}^{-1}$.

Étude du taux de perte à trois corps K_3

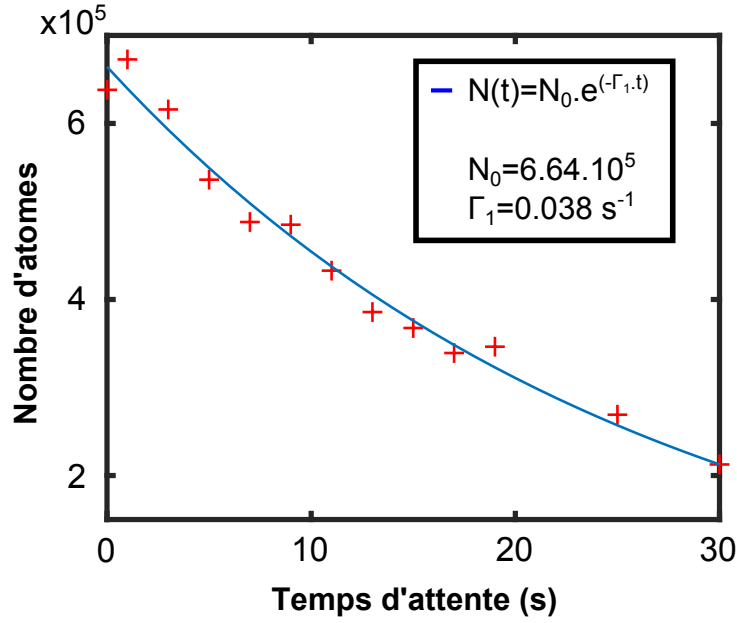


FIGURE 3.11 – Mesure du taux de pertes à un corps pour un gaz sans interaction, à $140 \mu\text{K}$.

Nous avons essayé d'ajuster les données avec des pertes à deux corps et des pertes à trois corps. De manière générale, ce sont les pertes à trois corps qui nous permettent le mieux de reproduire l'expérience. Les ajustements issues des pertes à trois corps sont représentées en ligne continues sur la Figure 3.10. Dans toute la suite de ce chapitre, nous considérerons que le mécanisme des pertes est dominé par les pertes à trois corps et nous ajusterons les courbes expérimentales par l'équation et nous représenterons nos résultats sous la forme du taux de pertes à trois corps K_3 .

Pour chaque courbe obtenue précédemment, nous mesurons la pente de la décroissance $\frac{dN}{dt}$ à un nombre d'atomes N . Cette pente peut ensuite être reliée au coefficient de pertes à trois corps β_3 par l'équation suivante :

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = -\beta_3 N^2 \quad (3.29)$$

Cela nous permet ensuite de calculer le taux de perte à trois corps K_3 :

$$K_3 = 3^{\frac{3}{2}} \beta_3 [(2\pi)^{\frac{3}{2}} \sigma_x \sigma_y \sigma_z]^2 \quad (3.30)$$

où $\sigma_i = \sqrt{\frac{kT}{m\omega_i}}$ sont les tailles RMS dans les trois directions de l'espace.

L'évolution du taux K_3 en fonction du champ magnétique est présentée Figure 3.12 pour chaque échantillon. En plus de retrouver les observations faites sur la Figure 3.9, à savoir une forme asymétrique de la courbe avec le champ magnétique, une largeur qui augmente avec la température et un décalage du maximum, nous observons que les valeurs du K_3 augmentent de plus d'un facteur 10 lorsque la température augmente de 10 μK à 140 μK . Une telle dépendance vis à vis de la température est une autre preuve qu'il s'agit d'une résonance en onde partielle supérieure.

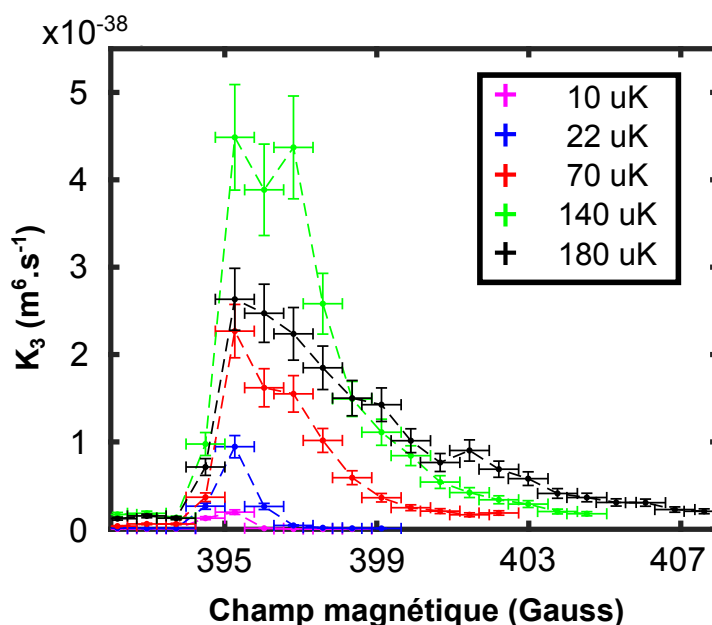


FIGURE 3.12 – Taux de pertes à trois corps mesurés K_3 en fonction du champ magnétique. La forme asymétrique et la largeur augmentant avec la température confirment nos observations précédentes. L'amplitude maximale augmente jusqu'à 140 μK puis décroît.

Cette résonance de Feshbach met en jeu la collision de deux atomes dans l'état $|F=1, m_F=-1\rangle$, il ne peut donc s'agir d'une résonance en onde p . De plus, comme nous l'avons vu précédemment, il s'agit d'une résonance en onde partielle supérieure, donc pas en onde s . Les calculs menés par Andrea Simoni ont montré l'existence d'une résonance couplant des atomes en onde d à un état moléculaire en onde d . Il s'agit de la première observation d'une telle résonance de Feshbach.

3.4.2.3 Théorie

Dans cette partie, nous allons utiliser un modèle en deux étapes déjà utilisé dans (Beaufils et al., 2009) et (Yurovsky and Ben-Reuven, 2003), chaque étape impliquant des collisions à deux corps, pour expliquer nos observations. Premièrement, deux atomes entrent en collision et sont couplés à un état lié moléculaire au voisinage d'une résonance de Feshbach :

$$K + K \xleftrightarrow{\Gamma_m} K_2(m) \quad (3.31)$$

Ce processus est réversible puisque la molécule faiblement liée est piégée dans le canal fermé. Cette molécule entre ensuite en collision avec un troisième atome, forme un dimère fortement lié et une grande quantité d'énergie est relâchée :

$$K_2(m) + K \xrightarrow{\Gamma_d} K_2(d) + K \quad (3.32)$$

Les trois atomes impliqués sont perdus. Les énergies caractéristiques de ces deux atomes sont respectivement données par :

$$\hbar\Gamma_m(\epsilon) = \hbar A \epsilon^{\frac{2l+1}{2}} \quad (3.33)$$

et

$$\hbar\Gamma_d(n) = \hbar C n \quad (3.34)$$

où $l=2$ dans le cas d'une collision en onde d , A et C décrivent la force des réactions, ϵ est l'énergie de collision et n la densité. Dans ce cadre, le modèle de Breit-Wigner donne la section efficace de collision $\sigma(k)$:

$$\sigma(k) = \frac{\pi}{k^2} \frac{\hbar^2 \Gamma_m(\epsilon) \Gamma_d(n)}{(\epsilon - \epsilon_0)^2 + \frac{\hbar^2}{4} (\Gamma_m(\epsilon) + \Gamma_d(n))^2} \quad (3.35)$$

Ce modèle avait été utilisé pour expliquer le comportement des pertes dans le cas du chrome, en ajoutant l'approximation $\Gamma_m \ll \Gamma_d$. Il s'agissait d'une résonance impliquant des collisions en onde s et une molécule en onde d .

Dans notre cas, la situation est plus compliquée. Notre résonance met en jeu des collisions en onde d et des molécules en onde d . Il y a donc cinq états moléculaires faiblement liés possibles (pour les cinq projections du moment angulaire orbital m_l). Les calculs menés par Andrea Simoni nous ont permis de connaître les forces de couplage, les sensibilités au champ magnétique ainsi que la position de ces cinq résonances. Ces résultats sont résumés dans le Tableau 3.3. Nous avons aussi calculé les taux de pertes inélastiques à deux corps. Le paramètre C_{m_l} est lui relié aux relaxations à trois corps et est difficile à prédire théoriquement.

Une estimation peut être faite par analyse dimensionnelle à partir du coefficient C_6 (Idziaszek and Julienne, 2010) :

$$C_{max} = \frac{4\pi\hbar\bar{a}}{\mu} = 1,9 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \quad (3.36)$$

où μ est la masse réduite du système molécule-atome et vaut $\mu = \frac{2m}{3}$, et où $\bar{a} = 6,4 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ est la longueur de Van der Waals du potassium associée au coefficient C_6 d'une collision atome-molécule de potassium. Nous prenons ce coefficient deux fois supérieur au C_6 d'une collision atome-atome.

m_l	E_{res,m_l}	$\hbar\Gamma_{m_l}^{el}$	$\hbar\Gamma_{m_l}^{inel}$
-2	$-2.37 \times 10^4 + 60.0 B$	$1.64 \times 10^{-5} e^{2.30}$	0
-1	$-2.37 \times 10^4 + 60.2 B$	$1.64 \times 10^{-5} e^{2.30}$	$1.52 \times 10^{-3} / (1 + 3.10 \times 10^{-4} e)$
0	$-2.38 \times 10^4 + 60.4 B$	$6.26 \times 10^{-6} e^{2.47} + 2.44 \times 10^{-4} e^{0.46}$	$8.48 \times 10^{-3} + 4.27 \times 10^{-14} e^{4.68}$
+1	$-2.37 \times 10^4 + 60.2 B$	$7.35 \times 10^{-6} e^{2.44}$	$1.33 \times 10^{-2} / (1 + 1.26 \times 10^{-4} e)$
+2	$-2.37 \times 10^4 + 60.0 B$	$6.20 \times 10^{-6} e^{2.47}$	$1.05 \times 10^{-2} / (1 + 1.28 \times 10^{-4} e)$

TABLE 3.3 – Caractéristiques des cinq résonances de Feshbach en onde d . Toutes les énergies sont données en μK et les champs magnétiques B sont en Gauss. Les valeurs de ce tableau sont issues de l'ajustement des données numériques.

Nous pouvons maintenant calculer le taux de pertes en sommant les contributions des cinq différentes résonances et en moyennant sur la distribution de Maxwell. Les températures que nous utilisons sont trop hautes pour résoudre la structure triplet des cinq résonances. De la même manière que pour l'étude du chrome, nous supposons que la largeur de la résonance $\hbar(\Gamma_m + \Gamma_d)$ est très petite devant la température de telle manière que $\sigma(k)$ peut être remplacé par une fonction de Dirac. Contrairement à ce qui a été fait précédemment pour ajuster les données expérimentales, nous ne devrions pas faire pas d'hypothèses sur la relation entre Γ_m et Γ_d , mais nous représenterons les résultats théoriques sous la forme d'un K_3 et nous ferons l'hypothèse que tous les états moléculaires sont sensibles aux pertes à trois corps avec le même coefficient $C_{m_l} = C$.

$$K_3 = 3 \left(\frac{4\pi\hbar}{k_b T m} \right)^{\frac{3}{2}} \sum_{m_l} \frac{\Gamma_{m_l}^{el} \left(C + \frac{\Gamma_{m_l}^{inel}}{n} \right)}{\Gamma_{m_l}^{el} + \Gamma_{m_l}^{inel} + Cn} \quad (3.37)$$

Cette formule nous donne le coefficient de pertes en fonction du champ magnétique, de la température et de la densité. Le seul paramètre libre est C que nous choisissons pour ajuster le mieux nos données. Nous sommes capables de bien reproduire le comportement expérimental ainsi que les amplitudes relatives des courbes de pertes pour $C = 5 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ comme le montre la Figure 3.13.

Une telle valeur du coefficient C est du même ordre de grandeur que la borne supérieure donnée par C_{max} . En revanche, les K_3 ainsi calculés sont à peu près dix fois plus grands que ce que nous observons expérimentalement. Ni les erreurs théoriques sur le calcul de $\Gamma_{m_l}^{el}$ que nous estimons à quelques %, ni les erreurs expérimentales sur la température (10 %), les fréquences des pièges (10 %) ou le nombre d'atomes (30%) ne permettent d'expliquer cet écart. Une explication pourrait être une dépendance du coefficient C en fonction de l'énergie comme cela est en fait attendu théoriquement (Idziaszek and Julienne, 2010) en incluant les ondes partielles supérieures pour les collisions atomes-molécules.

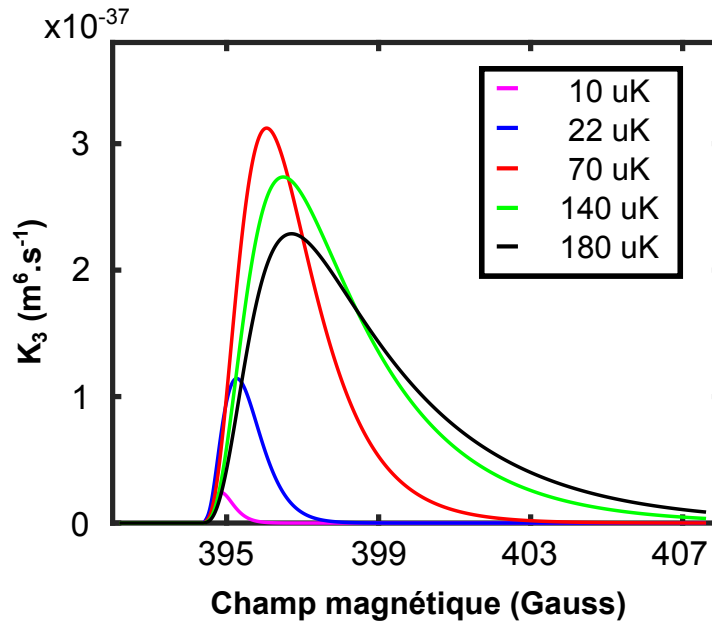


FIGURE 3.13 – Evolution théorique du coefficient de pertes à trois corps K_3 en fonction du champ magnétique. Nous observons le même comportement que celui des K_3 expérimentaux montrés sur la Figure 3.12, bien que les valeurs théoriques soient plus grandes d'un facteur 10.

Les résonances de Feshbach sont des phénomènes qui permettent de contrôler la longueur de diffusion à l'aide d'un champ magnétique homogène. Nous avons ainsi pu régler le problème des mauvaises propriétés de collision des atomes de potassium 39 et former un condensat de Bose-Einstein au voisinage d'une résonance en onde s à 501.3 Gauss, grâce à une évaporation efficace. Pour des températures plus élevées, nous avons également pu observer, pour la première fois, les résonances en onde p du potassium 39 et étudier plus quantitativement une résonance en onde d à 395 Gauss.

Ces résonances de Feshbach, donnant accès au contrôle des interactions entre atomes, sont un bon outil pour former des solitons brillants de matière, comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

Production de solitons brillants de ^{39}K

Sommaire

4.1 Un peu de théorie : Origine des solitons	51
4.1.1 Equation de Gross-Pitaevskii à trois dimensions	51
4.1.2 Fonctionnelle d'énergie unidimensionnelle	52
4.1.3 Solution stable et existence des solitons	53
4.1.4 Signature expérimentale	54
4.1.5 Stabilité des solitons	55
4.2 Mise en œuvre expérimentale	56
4.2.1 Chargement d'un piège optique unidimensionnel	57
4.2.2 Formation de solitons	59
4.3 Etude des pertes à trois corps en fonction de la longueur de dif-	
fusion	61

Les solitons sont des paquets d'onde unidimensionnels qui se propagent sans changement de forme ni perte d'énergie. Ils sont la conséquence des non-linéarités qui compensent l'étalement du paquet d'onde dû à la dispersion. Ils apparaissent dans de très nombreux domaines de la physique tels que l'hydrodynamique, les fibres optiques, les plasmas ou encore les ondes acoustiques (voir quelques exemples Figure 4.1). Les solitons ont aussi été observés dans des expériences de gaz quantiques ultrafroids (Burger et al., 1999; Denschlag, 2000; Eiermann et al., 2004; Khaykovich, 2002; Strecker et al., 2002). Dans ce contexte, les solitons sont des condensats de Bose-Einstein qui demeurent liés grâce à des interactions attractives de type champ moyen dans un piège à une dimension (Khaykovich, 2002; Strecker et al., 2002).

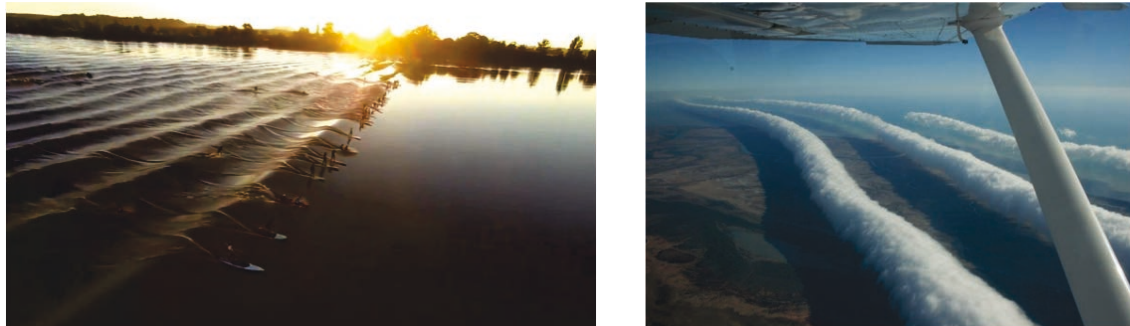


FIGURE 4.1 – Exemples de solitons. A gauche : des surfers remontant la Garonne sur un mascaret, une vague qui se propage sur plus d'une centaine de kilomètres sans s'étaler ni changer d'amplitude. A droite : solitons de nuage visible en Australie. Ces tubes peuvent faire jusqu'à 1000 km.

Ces solitons de matière sont de très bons outils pour sonder localement des forces variant rapidement, par exemple proche d'une surface (Cornish et al., 2009; Ernst and Brand, 2010), ou pour sonder des états liés qui n'apparaissent pas dans le cas d'une diffusion linéaire (Damon et al., 2016; Ernst and Brand, 2010). Par exemple, la petite taille des solitons a été utilisée pour l'étude de la réflexion quantique sur une barrière (Marchant et al., 2013, 2016). Grâce à leur propagation sans dispersion, les solitons sont aussi de bons candidats pour des expériences d'interférométrie atomique à temps longs (Cronin et al., 2009), même si les interactions peuvent causer des déphasages additionnels (Helm et al., 2015; Martin and Ruostekoski, 2012; Polo and Ahufinger, 2013). Récemment, une expérience a mis en évidence une augmentation de la visibilité d'un interféromètre atomique lorsque des solitons sont utilisés plutôt que des atomes sans-interaction (McDonald et al., 2014). Les interactions dans les solitons peuvent aussi mener à la création d'états squeezés ou intriqués qui pourraient améliorer la sensibilité des mesures d'interférométrie au delà de la

limite du shot noise (Gertjerenken, 2013; Gertjerenken et al., 2016; Helm et al., 2014; Jo et al., 2007; Veretenov et al., 2007). Dans certains cas, la formation d'états mésoscopiques chat de Schrödinger ou d'états NOON est prédite (Strecker et al., 2002; Streltsov et al., 2009a; Weiss and Castin, 2009). Un problème dans l'utilisation de ces états sont les pertes, telles que les pertes à trois corps, qui sont une source intrinsèque de décohérence. Elles peuvent aussi induire des dynamiques inhabituelles du centre de masse du soliton (Weiss et al., 2015).

Malgré l'intérêt des solitons atomique en physique fondamentale et appliquée, les expériences qui en produisent et qui les étudient demeurent rares. Jusqu'à présent, seuls deux éléments avaient été utilisés pour produire des solitons : le ^7Li (Khaykovich, 2002; Medley et al., 2014; Nguyen et al., 2014; Strecker et al., 2002) et le ^{85}Rb (Cornish et al., 2006; Marchant et al., 2013).

Ce chapitre décrira dans un premier temps comment sont formés et observés les solitons de ^{39}K , grâce aux résonances de Feshbach. Nous étudierons ensuite la variation du taux de perte à trois corps en fonction de la longueur de diffusion.

4.1 Un peu de théorie : Origine des solitons

Pour comprendre comment se forment les condensats de Bose-Einstein, nous avons besoin d'un cadre théorique 1D pertinent. Nous allons décrire l'approche de Gross-Pitaevskii qui s'appuie sur la minimisation de la fonctionnelle d'énergie.

Dans toute cette partie, on considère que notre système est un condensat de Bose-Einstein.

4.1.1 Equation de Gross-Pitaevskii à trois dimensions

On se place dans un système à basse température, en interactions faibles. On peut considérer que les N atomes du nuage sont dans un seul mode $|\Phi\rangle$, le mode du condensat. L'action de l'opérateur champ sur le nuage s'écrit alors :

$$\Psi(\vec{r})|N\rangle = \phi(\vec{r})|N\rangle \quad (4.1)$$

où $\phi(\vec{r})$ est la fonction d'onde du condensat vérifiant $\int d^3r |\phi(\vec{r})|^2 = N$. La densité $n(\vec{r})$ du gaz est donc $|\phi(\vec{r})|^2$. On aura donc :

$$\phi(\vec{r}) = \sqrt{n(\vec{r})} e^{i\theta} \quad (4.2)$$

On suppose que les interactions au sein du gaz sont à courte portée. Le potentiel d'interaction s'écrit alors :

$$V_{int}(\vec{r}) = g\delta(\vec{r}) \quad (4.3)$$

où g est la constante d'interactions. A partir du Hamiltonien modèle en seconde quantification, on écrit la fonctionnelle d'énergie de la manière suivante :

$$E(\Phi) = \int d^3r \left(\frac{\hbar^2}{2m} |\vec{\nabla}\phi(\vec{r})|^2 + V_{ext}(\vec{r})|\phi(\vec{r})|^2 + \frac{g}{2} |\phi(\vec{r})|^4 \right) \quad (4.4)$$

où m est la masse d'un atome et V_{ext} est le potentiel extérieur appliqué aux atomes.

On obtient l'équation de Gross-Pitaevskii 3D en utilisant une méthode variationnelle faisant intervenir des multiplicateurs de Lagrange, présentée notamment dans les cours de Claude Cohen-Tannoudji au Collège de France (Cohen-Tannoudji). En minimisant l'énergie $E(\phi)$ de l'Equation 4.4, on s'assure que l'état majoritairement peuplé du gaz est bien l'état fondamental du système. On obtient de cette façon l'équation de Gross-Pitaevskii tridimensionnelle, analogue à une équation de Schrödinger non-linéaire :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V_{ext}(\vec{r}) + \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} |\phi(\vec{r})|^2 \right) \phi(\vec{r}) = \mu \phi(\vec{r}) \quad (4.5)$$

où μ est le potentiel chimique du gaz.

4.1.2 Fonctionnelle d'énergie unidimensionnelle

Dans notre cas, $V_{ext}(\vec{r})$ est le potentiel de piégeage formé par un piège optique 1D. Il convient donc de se placer dans la limite unidimensionnelle :

- $\omega_{\parallel} \ll \omega_{\perp}$
- $k_B T \ll \hbar\omega_{\perp}$
- $|\mu - \hbar\omega_{\parallel}| \ll \hbar\omega_{\perp}$

où $\hbar\omega_{\perp}$ et $\hbar\omega_{\parallel}$ sont les fréquences radiales et longitudinales du piège optique utilisé, T est la température et μ le potentiel chimique. Dans ce cas, la fonction d'onde du condensat peut s'écrire :

$$\phi(\vec{r}) = \phi(z)\chi(\rho) \quad (4.6)$$

où $\phi(z)$ est la fonction d'onde dans la direction longitudinale du piège et $\chi(\rho) = \frac{1}{\sqrt{\pi}l_{\perp}} e^{-\frac{\rho^2}{2l_{\perp}^2}}$ avec $l_{\perp} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_{\perp}}}$ la taille de l'oscillateur harmonique dans la direction radiale du piège. Avec ces approximations, la fonctionnelle d'énergie peut

s'écrire :

$$E_{1D}(\phi) = \hbar\omega_{\perp} \int dz |\phi(z)|^2 + \int dz \left(\frac{\hbar^2}{2m} \left| \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|^2 + \frac{1}{2} m\omega_{\parallel}^2 z^2 |\phi(z)|^2 + \frac{g_{1D}}{2} |\phi(z)|^4 \right) \quad (4.7)$$

avec $g_{1D} = g \frac{m\omega_{\perp}}{2\pi\hbar} = 2\hbar a\omega_{\perp}$. Notons également que $\int dz |\phi(z)|^2 = N$ et donc $|\phi(z)|^2 = n_1(z)$ définit la densité linéique du gaz.

4.1.3 Solution stable et existence des solitons

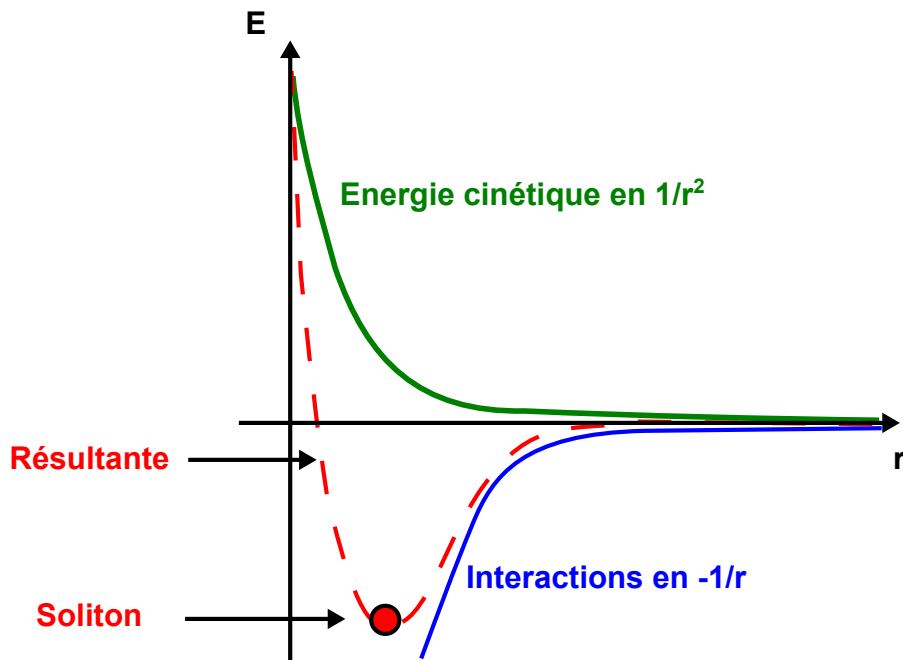


FIGURE 4.2 – Illustration du potentiel auto-piégeant permettant la formation du soliton.

Dans le cas d'un piège unidimensionnelle, le mouvement des atomes dans les directions radiales est donné par l'oscillateur harmonique. Le mouvement dans la direction longitudinale est décrit par l'Equation 4.7 :

$$E_{1D}(\phi) = \hbar\omega_{\perp} \int dz |\phi(z)|^2 + \int dz \left(\frac{\hbar^2}{2m} \left| \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|^2 + \frac{1}{2} m\omega_{\parallel}^2 z^2 |\phi(z)|^2 + \frac{g_{1D}}{2} |\phi(z)|^4 \right)$$

Le premier terme de cette équation représente l'énergie cinétique, le second l'énergie potentielle et le troisième les interactions. Les deux premiers termes

sont tout le temps positifs. Seul le terme d'interactions peut nous permettre d'obtenir une énergie négative lorsque la longueur de diffusion a est négative, c'est-à-dire dans le cas d'interactions attractives. Il est ainsi possible de compenser le terme d'énergie cinétique, responsable de la dispersion et d'observer une propagation sans dispersion. Il s'agit d'un soliton brillant.

A 1D, comme $\omega_{\parallel}$ est faible, on peut en première approximation négliger le terme d'énergie potentielle dans la direction longitudinale devant les deux autres termes. Le soliton résulte de la compétition entre l'énergie cinétique et le potentiel d'interaction. L'état stable n'est pas dû à un potentiel extérieur, on parle de potentiel auto-confinant (voir Figure 4.2).

4.1.4 Signature expérimentale

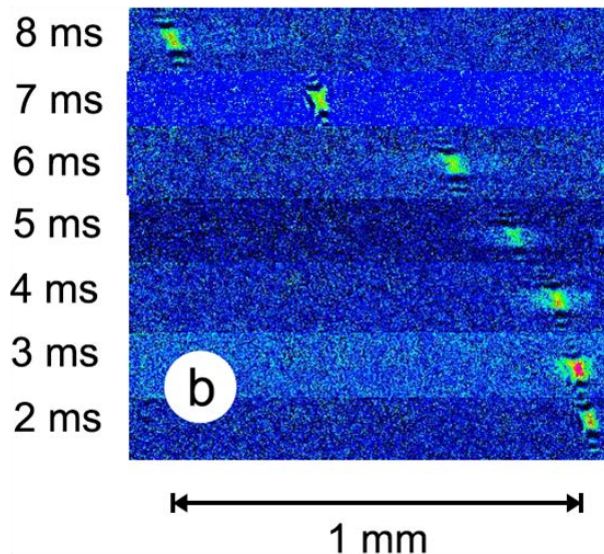


FIGURE 4.3 – Première observation de solitons avec des atomes de lithium 7 en 2002 au Laboratoire Kassler Brossel. Image tirée de (Khaykovich, 2002).

Les solitons brillants de matière sont donc des nuages atomiques qui se propagent sans dispersion le long d'un piège unidimensionnel (voir Figure 4.3).

4.1.5 Stabilité des solitons

D'après (Castin, 1999), la fonction d'onde du soliton s'écrit :

$$\phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\sigma_z}} \frac{1}{\cosh(\frac{z}{\sigma_z})} \quad (4.8)$$

où σ_z est la taille du soliton et s'écrit en fonction du nombre d'atomes dans le soliton N et de la constante d'interaction g_{1D} :

$$\sigma_z = \frac{2\hbar^2}{Nm(-g_{1D})} \quad (4.9)$$

Le potentiel chimique est donné par (voir chapitre suivant pour la démonstration) :

$$\mu = -\frac{1}{8}N^2 \frac{mg_{1D}}{\hbar^2} \propto (Na)^2 \quad (4.10)$$

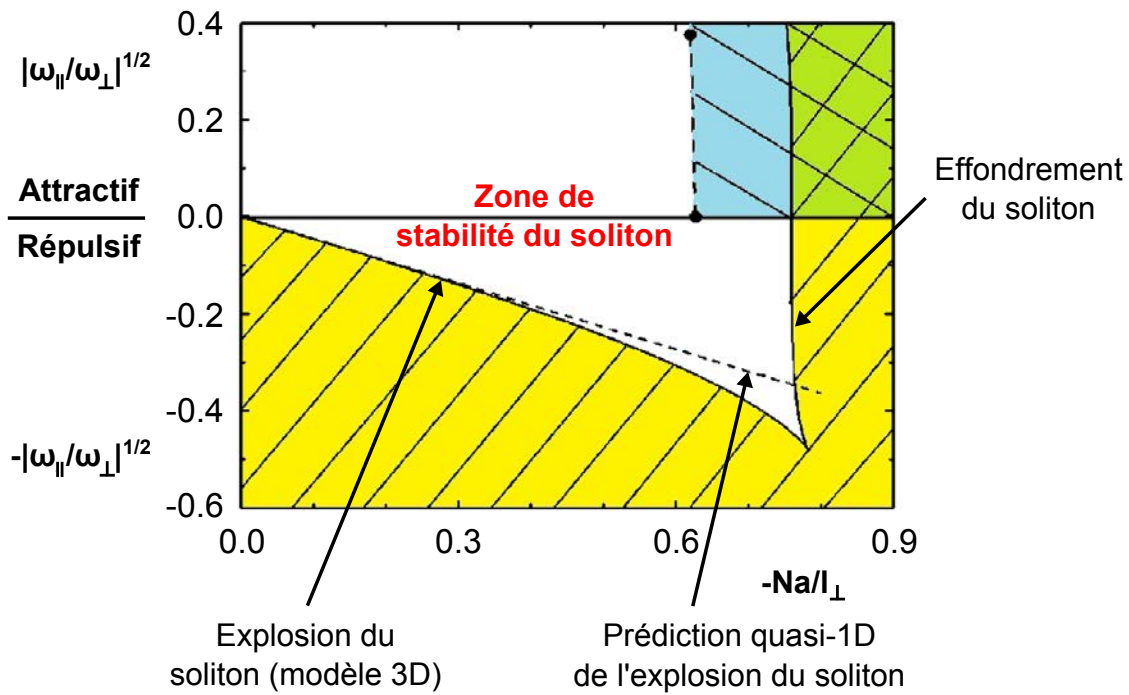


FIGURE 4.4 – Domaine de stabilité d'un soliton dans un piège optique. $l_\perp$ désigne la taille de l'oscillateur harmonique radial. La zone bleue (respectivement jaune) correspond à la zone où il n'existe pas de minimum local de l'énergie complète de Gross-Pitaevskii pour $\omega_\parallel > 0$ (respectivement pour laquelle il n'existe pas de minimum local de l'énergie variationnelle). Image extraite de (Carr and Castin, 2002) puis annotée.

Par ailleurs, il est possible d'estimer le nombre maximal d'atomes dans le soliton, aussi appelé nombre d'atomes critique N_c . En première approximation, le soliton s'effondre lorsqu'il devient tridimensionnel, c'est à dire lorsque $\sigma_z \simeq l_\perp$. Ceci se traduit par $\frac{N_c|a|}{l_\perp} \simeq 1$.

Des études théoriques plus poussées sur la stabilité du soliton brillant en fonction du paramètre $\frac{N_c|a|}{l_\perp}$ et du type de potentiel ont été menées par Y. Castin et L.D. Carr (Carr and Castin, 2002). Les résultats de ces travaux sont présentés sur la Figure 4.4. La zone de stabilité du soliton est représentée en blanc et les limites d'effondrement et d'explosion en couleurs.

- Dans le cas d'un potentiel piégeant, la stabilité du soliton est limitée par le produit Na . On observe un effondrement du soliton pour une valeur trop négative de la longueur de diffusion : $\frac{N_c|a|}{l_\perp} \simeq 0.65$.
- Cet effondrement est moins contraignant dans le cas d'un potentiel expulsant (fréquence longitudinale imaginaire), le soliton existe en effet jusqu'à $\frac{N_c|a|}{l_\perp} \simeq 0.78$, mais il existe une autre limitation. Le soliton explose pour des rapports $\frac{|\omega_\parallel|}{\omega_\perp}$ trop grands.

Il existe deux arguments favorables à l'utilisation d'un potentiel expulsant pour étudier les solitons. Premièrement, la zone de stabilité est plus grande si l'on choisit bien le rapport $\frac{|\omega_\parallel|}{\omega_\perp}$. Ensuite, il est plus simple d'observer la propagation sans dispersion d'un soliton dans un potentiel expulsant que dans un potentiel piégeant. Expérimentalement, nous chercherons donc à former le soliton dans un piège croisé (donc piégeant), puis à le lâcher dans un potentiel expulsant, en choisissant bien les fréquences radiales et longitudinale pour qu'il reste dans la zone de stabilité.

4.2 Mise en œuvre expérimentale

Plusieurs espèces atomiques permettant le contrôle des interactions ont été utilisées pour former des solitons brillants de matière. La première a été le ^7Li , en 2002, au LKB (Khaykovich, 2002) et à RICE (Strecker et al., 2002), puis le ^{85}Rb en 2006 à l'université de Durham (Cornish et al., 2006) et enfin le ^{39}K au LCF (Lepoutre et al., 2016). Ces solitons ont été utilisés dans plusieurs travaux expérimentaux : par exemple des expériences d'interférométrie (Cronin et al., 2009) et de diffusion sur une barrière (Marchant et al., 2016).

Dans toute cette partie, pour plus de détails sur la séquence expérimentale et la caractérisation des pièges, se référer à la thèse de Lauriane FOUCHE (Fouche,

2015).

4.2.1 Chargement d'un piège optique unidimensionnel

Nécessité d'un nouveau piège optique

Dans la configuration choisie pour la production de condensats tout optiques de ^{39}K , aucun des deux faisceaux lasers formant le piège croisé ne peut, après l'évaporation, constituer un piège adéquat pour former des solitons brillants. Définissons le rapport $\lambda = \frac{|f_{\parallel}|}{f_{\perp}}$ qui nous permettra de quantifier le caractère unidimensionnel d'un piège optique, qu'il soit confinant ou expulsant. Physiquement, il faut s'assurer que la température et le potentiel chimique soient très faibles devant l'énergie de l'oscillateur harmonique fondamental radial, mais pas devant celle de l'oscillateur harmonique fondamental longitudinal. Il faut donc des fréquences radiale et longitudinale assez différentes pour remplir ces conditions. Dans l'expérience, nous chercherons à satisfaire $\lambda < 10\%$. Pour les deux pièges optiques déjà mis en place, les rapports λ valent $\lambda_{\text{FORT1}} \sim 0,2\%$ et $\lambda_{\text{FORT2}} \sim 1,6\%$. Ces deux pièges pourraient donc à priori convenir. Cependant, dans le cas du FORT1, la fréquence radiale n'est pas assez élevée pour que l'énergie d'interaction compense aisément l'énergie cinétique, et dans le cas du FORT2, il faudrait travailler à trop basse puissance donc dans des situations peu stables. Nous allons donc mettre en place un nouveau piège optique, que nous nommerons FORT1D dans la suite. Ce piège sera chargé à partir du piège croisé lors de la phase d'évaporation comme nous le détaillerons ultérieurement. Autre avantage d'utiliser un nouveau piège : nous pourrions profiter du grand accès optique offert par les gros hublots pour créer un potentiel désordonné (voir Chapitre suivant).

Production du nouveau piège 1D

La lumière utilisée pour créer le piège 1D provient d'un laser Innolight Mephisto M2000NE délivrant au maximum 2 W de puissance lumineuse à 1064 nm. Le faisceau passe par un modulateur acousto-optique nous servant à contrôler la puissance lumineuse arrivant sur les atomes. On utilise ensuite une lentille de 400 mm de focale pour focaliser la lumière sur les atomes. On dispose au maximum de 585 mW de lumière sur ces derniers.

Dans la direction parallèle au piège 1D, qui est perpendiculaire à l'axe des bobines utilisées pour produire le champ Feshbach, il existe une courbure du champ magnétique non nulle qui se traduit à haut champ par un léger anti-confinement magnétique caractérisé par la fréquence imaginaire $f_{\text{mag},\parallel}$, avec

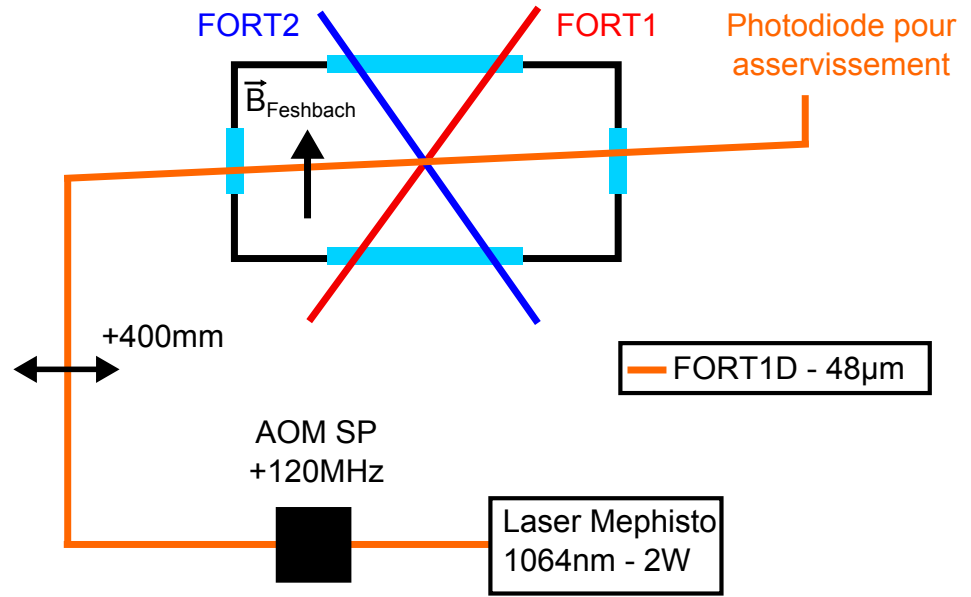


FIGURE 4.5 – Schéma du banc optique utilisé pour former le piège 1D.

$|f_{mag,\parallel}| \sim 1,3 \text{ Hz}$. Il faudra donc ajouter au confinement optique un anti-confinement magnétique de telle sorte que la fréquence totale sera donnée par $f_{\parallel} = \sqrt{f_{\parallel,opt}^2 + |f_{\parallel,mag}|^2}$. Les fréquences optiques radiales étant très grandes, la contribution magnétique au confinement radial est négligeable.

Séquence expérimentale

Le but est d'abord de former un condensat de Bose-Einstein puis, grâce aux résonances de Feshbach, de créer des solitons brillants. Nous nous sommes aperçus qu'il est expérimentalement difficile de transférer un condensat sans le détruire ou l'exciter. Nous avons donc décidé de procéder à une première évaporation dans le piège croisé FORT1+FORT2 sans atteindre la condensation puis de transférer le nuage thermique dans un nouveau piège croisé formé par le FORT1 et le FORT1D. Pour ce faire le piège 1D est allumé en 300 ms, jusqu'à atteindre 40% de la puissance maximale, puis le FORT2 est éteint en 200 ms. La condensation est ensuite atteinte après une dernière évaporation en diminuant la puissance du piège 1D jusqu'à 56 mW. Nous obtenons des condensats quasi-purs de $4 \cdot 10^4$ atomes. Le FORT1D est ensuite recomprimé jusqu'à une puissance de 117 mW pour former un piège allongé dont les fréquences de piégeage (mesurées par oscillations paramétriques) sont $195 \text{ Hz} \times 195 \text{ Hz} \times 44 \text{ Hz}$.

4.2.2 Formation de solitons

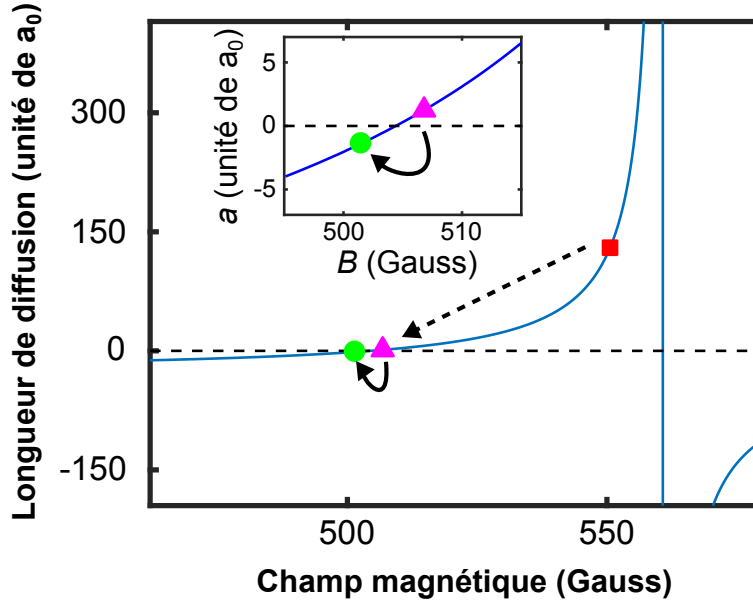


FIGURE 4.6 – Longueur de diffusion en fonction du champ magnétique pour des atomes de potassium 39 dans l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$ []. L'évaporation permettant la formation du condensat de Bose-Einstein a lieu à 550 Gauss (cercle rouge). Le champ magnétique est ensuite diminué en deux étapes : d'abord jusqu'à 507 Gauss (triangle violet) puis jusqu'à 501.3 Gauss (carré vert), où la longueur de diffusion vaut $a = -1.5a_0$. Inset : zoom autour de la région $a = 0$.

La dernière étape pour produire des solitons est de modifier la longueur de diffusion en faisant varier le champ magnétique. Nous commençons par passer de 550 Gauss à 507 Gauss en 150 ms, ce qui correspond à une longueur de diffusion proche de 0 mais toujours positive, puis nous atteignons 501.3 Gauss en 400 ms, où la longueur de diffusion $a = -1.5(2)a_0$ devient négative (voir Figure 4.6). Le condensat se rétracte et devient alors un soliton. Les temps de changement du champ magnétique sont relativement long comparés à l'inverse de la fréquence de piégeage longitudinale pour éviter d'exciter le soliton. Le FORT2 est ensuite éteint, permettant au soliton de se propager dans le FORT1D. La Figure 4.7 montre l'absence de dispersion caractéristique des solitons lors d'une propagation de 250 ms. Le centre de masse se déplace de 1 mm suivant une trajectoire hyperbolique à cause d'une accélération de 5 mm.s^{-2} au moment où le soliton a été lâché.

Le nombre d'atomes initial dans le soliton est typiquement 6×10^3 , un

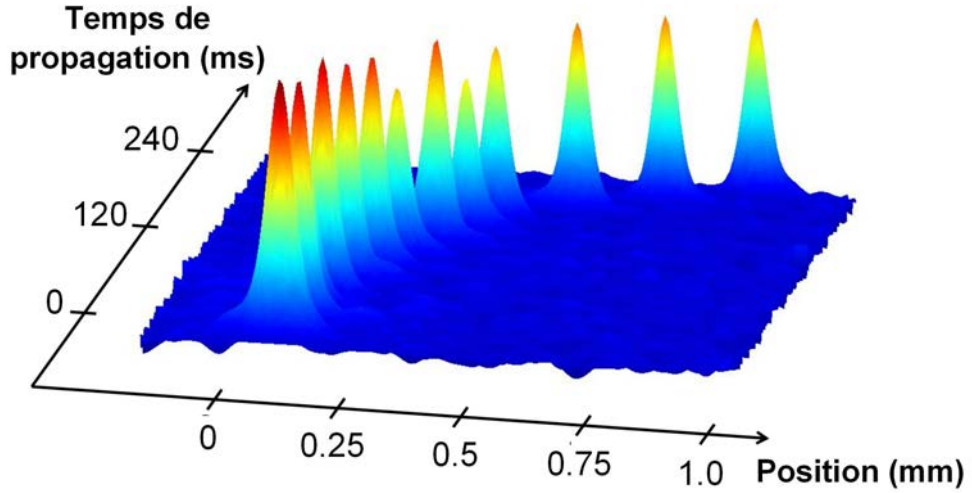


FIGURE 4.7 – Propagation sans dispersion du soliton le long du piège 1D. Chaque image est séparée de 25 ms. L'accélération initiale est de 5 mm.s^{-2} .

nombre bien plus faible que le nombre d'atomes initialement dans le condensat. En fait, ce nombre diminue encore de 25% au cours des 250 ms de propagation dans le piège 1D. Cette décroissance est due aux pertes à trois corps dont le taux, comme nous l'avons vu au chapitre 3, augmente avec la densité lorsque la longueur de diffusion est diminuée vers 0 ou vers des valeurs négatives. Il est intéressant de noter ici que ces pertes aboutissent à une stabilisation du nombre d'atomes dans le soliton et nous ne voyons pas de différence dans le nombre d'atomes du soliton lorsque le nombre d'atomes initial est modifié d'un facteur deux.

Nous observons une propagation sans dispersion du soliton dans le FORT1D seulement dans une plage étroite de la longueur de diffusion. Pour $a \geq -0.9(2) a_0$, on observe une expansion du condensat à cause de l'énergie de confinement initiale. Pour $a \leq -2.15(20) a_0$, on observe un effondrement du soliton. Avec environ 4.5×10^3 atomes, cela correspond à une valeur du paramètre $N|a|/l_{\perp} = 0.45(10)$, où $l_{\perp} = \sqrt{\hbar/m\omega_{\perp}}$ est la taille de l'oscillateur harmonique radial. Théoriquement, la limite de stabilité du soliton est $N|a|/l_{\perp} = 0.627$ en l'absence de confinement longitudinal (Carr and Castin, 2002). Cette différence peut être expliquée par l'importance des pertes à trois corps lors de la formation du soliton et juste avant son observation proche de l'effondrement.

4.3 Etude des pertes à trois corps en fonction de la longueur de diffusion

Nous étudions maintenant les pertes en fonction du champ magnétique, c'est-à-dire en fonction de la longueur de diffusion. Nous centrons cette étude sur la région où la longueur de diffusion varie entre $24 a_0$ et $-2 a_0$. Pour une valeur fixée du champ magnétique, on observe la décroissance du nombre d'atomes en fonction d'un temps d'attente ajouté à la fin de la séquence de préparation du nuage. Un exemple de courbe de décroissance observée est présentée sur la Figure 4.8. Nous avons fait le choix de stopper l'expérience après 3 s d'attente pour que la plupart des atomes restent dans le condensat et pour ne pas être trompés par les atomes thermiques lors du décompte des atomes. A cette échelle de temps, il est difficile d'identifier le type de pertes impliquées. Nous avons mesuré un temps de vie de 30 s, ce qui correspond à des pertes à un corps négligeables. Comme nous ne sommes pas dans l'état fondamental absolu, les relaxations à deux corps sont énergétiquement autorisées. Néanmoins, elles ne conservent pas le spin total et requièrent une interaction dipôle-dipôle. Nous nous attendons donc à ce que leur taux soient faible devant le taux de pertes à trois corps (Shotan et al., 2014). Dans la suite nous ne prendrons en compte que les pertes à trois corps et ajusterons les courbes de décroissance avec l'équation de pertes :

$$\dot{N} = -\beta N^3 \quad (4.11)$$

avec un coefficient β constant. De chaque courbe de décroissance nous extrayons β et traçons son évolution en fonction du paramètre sans dimension $Na/l_\perp$ (voir Figure 4.9). Comme le champ magnétique varie sur une petite plage, les variations du taux de perte ne peuvent pas être interprétées comme une conséquence des variations du coefficient de pertes à trois corps K_3 , mais plutôt comme une conséquence des variations du volume effectif du nuage atomique, et donc de sa densité, lorsque les interactions changent (Shotan et al., 2014). Une augmentation de β d'un facteur 30, cf Figure 4.9, correspond à une augmentation de la densité d'un facteur 5.5, pour un coefficient K_3 constant. En variant la longueur de diffusion vers des valeurs négatives, nous observons que le volume effectif du condensat continue de décroître, ce qui est le résultat attendu pour des solitons.

Nos mesures expérimentales de coefficient de β_3 peuvent être comparées à ce qui est prévu par une théorie en champ moyen. Nous utilisons un ansatz gaussien cylindrique qui est connu pour donner une bonne estimation du profil de densité des nuages atomiques (Billam et al., 2013), que ce soit pour des longueurs

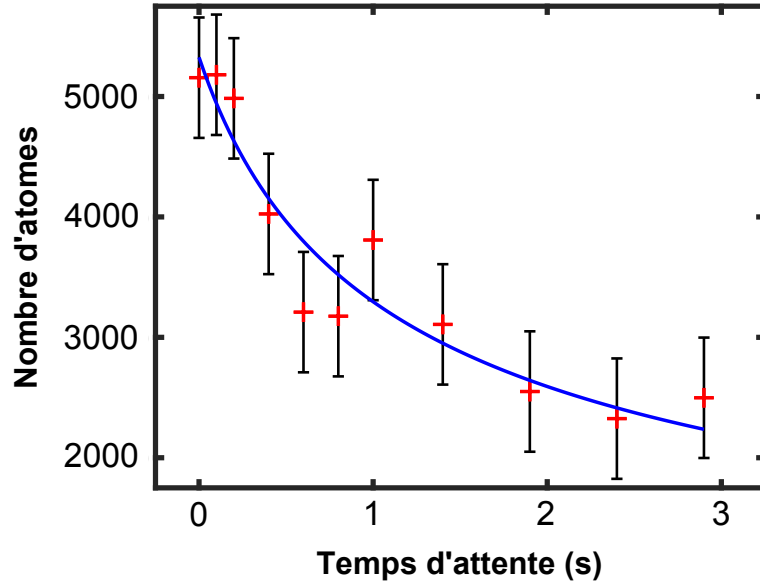


FIGURE 4.8 – Exemple de courbe de pertes à trois corps en fonction du temps à $a = -0.8 a_0$. La ligne continue représente à l'ajustement réalisé à l'aide de l'Equation 4.11. Les barres d'erreurs prennent en compte l'erreur systématique sur le décompte du nombre d'atomes.

de diffusion négatives ou positives :

$$\psi(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{1}{2}} \sigma_r} e^{-\frac{r^2}{4\sigma_r^2}} \frac{1}{(2\pi)^{\frac{1}{4}} \sigma_z^{\frac{1}{2}}} e^{-\frac{z^2}{4\sigma_z^2}} \quad (4.12)$$

Les tailles r.m.s σ_r et σ_z sont des paramètres variationnels que nous utilisons pour minimiser la fonctionnel d'énergie de Gross-Pitaevskii en fonction du paramètre d'interaction Na (Billam et al., 2013; Carr and Castin, 2002; Khaykovich, 2002). En intégrant sur la densité, on obtient :

$$\beta = \frac{K_3}{(2\pi)^3 3^{\frac{3}{2}} \sigma_r^4 \sigma_z^2} \quad (4.13)$$

où K_3 est le coefficient de pertes à trois corps du condensat. Ce modèle est représenté en ligne continue sur la Figure 4.9 et est en bon accord avec les mesures expérimentales avec une valeur de K_3 constante, ce qui permet de plus de valider notre hypothèse de pertes à trois corps dominantes. Pour les valeurs de a les plus grandes, la courbe théorique dévie. Nous attribuons cette différence à une augmentation du coefficient K_3 lorsque l'on varie le champ magnétique sur une trop grande plage. Finalement, on trouve $K_3 = 1.5(6) \times 10^{-41} \text{ m}^6 \cdot \text{s}^{-1}$ dans

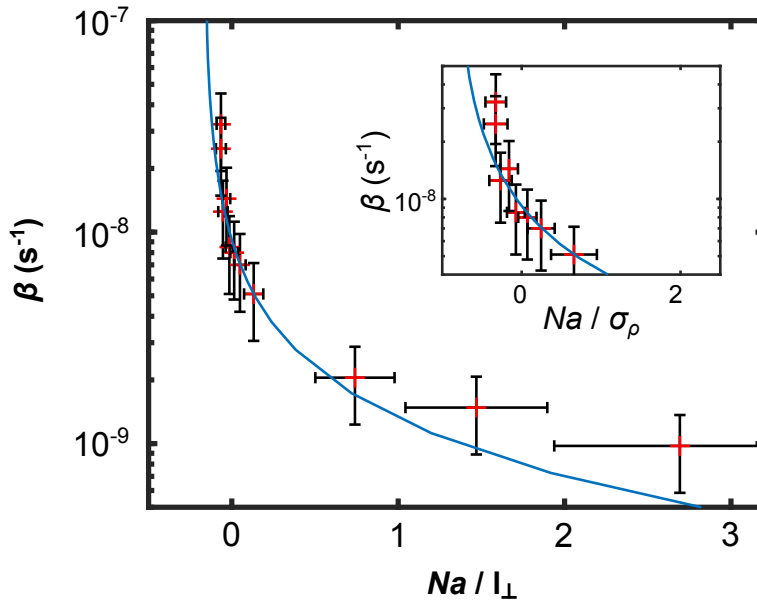


FIGURE 4.9 – Evolution du taux de perte à trois corps β en fonction du paramètre adimensionné $Na/l_{\perp}$. La ligne bleue continue correspond à la théorie variationnelle présentée dans le corps du texte. En inset : zoom sur la région du zéro-crossing. Les barres d'erreurs prennent en compte l'incertitude systématique sur le décompte du nombre d'atomes.

la région proche de $a = 0$ où les incertitudes proviennent principalement de la mesure du nombre d'atomes dans le condensat. Cette valeur est comparable à celle mesurée dans l'état fondamental du potassium 39 : $1.3(5) \times 10^{-41} \text{ m}^6 \cdot \text{s}^{-1}$ autour du zéro de longueur de diffusion (Fattori et al., 2008). Ces deux valeurs ont le même ordre de grandeur que celui obtenu à l'aide du coefficient de Van der Waals du potassium (Shotan et al., 2014).

Dans le cas des solitons les plus denses, obtenus avec la longueur de diffusion la plus négative, nous observons un pic de densité de $\sim 5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Cela correspond à une énergie d'interaction par particules de $\sim 30 \text{ Hz}$ (Billam et al., 2013; Carr and Castin, 2002; Khaykovich, 2002). Si nous sommes capable de contrôler la vitesse des atomes et de produire des solitons se déplaçant à une vitesse de l'ordre de $0.5 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, nous pourrions entrer dans un régime intéressant où l'énergie d'interaction domine l'énergie cinétique. Dans ce régime, nous nous attendons à ce que les atomes se comportent collectivement, par exemple lors d'une collision avec une barrière ou lors de leur propagation dans un milieu désordonné. Ce dernier exemple sera discuté dans le prochain chapitre.

Grâce à la résonance de Feshbach à 560 G, nous avons produit, pour la première fois avec des atomes de ^{39}K , des solitons brillants et observé leur propagation sans dispersion dans un piège dipolaire 1D. L'étude des pertes à trois corps nous a ensuite permis de relier la variation du volume du soliton aux variations de la longueur de diffusion, offrant ainsi une mesure de la densité du nuage atomique.

Plus généralement, ce travail offre une nouvelle plateforme expérimentale pour étudier les solitons brillants de matière, que ce soit dans le cadre de la physique fondamentale ou appliquée. Comme nous l'avons dit précédemment, l'application à l'interférométrie semble naturelle. D'autres travaux étudient la dynamique du soliton après un quench de l'un des paramètres, par exemple la longueur de diffusion (Franchini et al., 2015; Gamayun and Semenyakin, 2016; Golde et al., 2018).

Propagation dans un milieu désordonné

Sommaire

5.1	Mise en place de l'expérience	66
5.1.1	Énergies mises en jeu : compétition et choix des paramètres	66
5.1.2	Contrôle de la vitesse des solitons	68
5.1.3	Implémentation du désordre	71
5.1.4	Séquence expérimentale	73
5.1.5	Analyse des images	75
5.1.6	Calibration de la force du désordre, expériences à grandes vitesses	76
5.2	Propagation d'un soliton dans le désordre	78
5.2.1	Données expérimentales	78
5.2.2	Effet des non-linéarités	79
5.2.3	Comparaison avec les simulations numériques	81
5.2.4	Phénomène quantique?	82
5.2.5	Limitations expérimentales	84

La thématique des milieux désordonnés est centrale au sein du groupe d'Optique Atomique. Avant de travailler avec des atomes de potassium 39, notre équipe s'intéressait aux effets du désordre sur des gaz quantiques en dimensions réduites et a mené des études sur l'influence d'un milieu désordonné sur la transition superfluide à deux dimensions dans un gaz de rubidium 87 (Allard et al., 2012). L'équipe de Vincent Josse étudie depuis plusieurs années la propagation de gaz quantiques de rubidium 87 dans des potentiels désordonnés. Ces travaux ont abouti à l'observation expérimentale de la localisation d'Anderson à 1D (Billy et al., 2008) puis à 3D (Jendrzejewski et al., 2012), pour des gaz d'atomes sans interactions. Des expériences impliquant des nuages d'atomes en interaction ont également été menées, étudiant par exemple la diffusion de solitons brillants atomiques, mais uniquement dans le régime d'interactions négligeables, dans lequel le comportement des solitons ressemblent à celui des atomes sans-interactions (Dries, 2010; Marchant et al., 2013, 2016).

L'utilisation du potassium 39 nous permet de contrôler les interactions entre atomes grâce aux résonances de Feshbach. Nous nous sommes donc intéressés à la compétition entre interactions et désordre lors de la propagation d'un nuage atomique dans un milieu désordonné. En particulier, notre intérêt s'est porté sur le comportement d'un soliton se propageant dans un potentiel désordonné, dans le régime où l'énergie d'interaction est de l'ordre de l'énergie cinétique du centre de masse du soliton (Lepoutre et al., 2016). Dans une telle expérience, il est important d'avoir un contrôle fin sur les différentes énergies mises en jeu.

Le contrôle de l'énergie d'interaction est déjà accessible via les résonances de Feshbach (voir Chapitre 3). Cette section détaillera, dans un premier temps, comment contrôler la vitesse du soliton ainsi que la force du potentiel désordonné. Puis nous comparerons le comportement d'un soliton se propageant dans ce potentiel à celui d'un nuage sans interaction.

5.1 Mise en place de l'expérience

5.1.1 Énergies mises en jeu : compétition et choix des paramètres

Trois énergies sont mises en jeu dans cette expérience : l'énergie cinétique E_{kin} , l'énergie d'interaction donnée par le potentiel chimique μ et la force du désordre V_r (voir Figure 5.1). Comment choisir la valeur de l'une relativement aux autres?

Nous voulons étudier la compétition entre énergie cinétique et énergie d'interaction (qui sera décrite par le potentiel chimique) lors de la propagation du

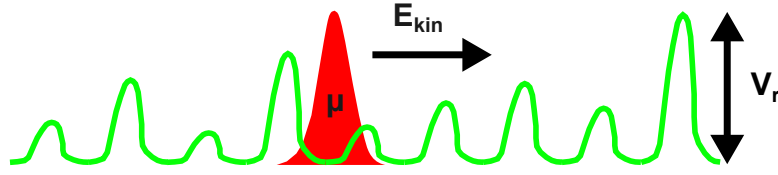


FIGURE 5.1 – Schémas des différentes énergies mises en jeu lors de la propagation d'un soliton dans un milieu désordonné.

nuage atomique dans le désordre. Intéressons-nous dans un premier temps au soliton en l'absence de potentiel désordonné. Il peut être décrit par le hamiltonien unidimensionnel suivant :

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

avec $g < 0$ pour des bosons en interactions attractives. Comme dans la partie 4.1.3, nous négligerons le terme d'énergie potentielle. En passant dans le référentiel du centre de masse, le hamiltonien peut être réécrit sous la forme suivante, dont les états propres s'expriment sous la forme du produit tensoriel d'états externes et internes :

$$H = \frac{P^2}{2M} + H_{int} \quad (5.2)$$

où $M = Nm$, $P = \sum_{i=1}^N p_i$ et H_{int} est un hamiltonien décrivant les degrés de liberté internes. Le spectre de H_{int} est composé d'un état fondamental discret $|\phi\rangle$, état soliton à N bosons en interaction, séparé par un gap Δ d'un continuum d'états excités. L'énergie de cet état lié à N particules $|\phi\rangle$ est :

$$E_0(N) = -\frac{mg^2}{24\hbar^2} N(N-1)^2 \quad (5.3)$$

et vérifie :

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

Cette inégalité nous permet de trouver Δ , l'énergie séparant $|\phi\rangle$ du premier état excité :

$$\Delta = E_0(N-1) + E_0(1) - E_0(N) = \frac{mg^2}{8\hbar} N(N-1) = |\mu| \quad (5.5)$$

pour $N \gg 1$, ce qui est le cas expérimentalement.

Étudions maintenant le comportement du soliton lors de sa propagation dans le désordre. Nous nous intéresserons donc ici à la collision entre un grain de potentiel et un soliton ayant une énergie cinétique par atome E_{kin} . L'énergie du soliton

est alors la somme de l'énergie cinétique de son centre de masse et de son énergie interne :

$$E = NE_{kin} + E_0(N) \quad (5.6)$$

et la stabilité soliton est assurée par l'inégalité :

$$NE_{kin} + E_0(N) < E_0(n_1) + E_0(N - n_1), \forall n_1 \in \mathbb{N}^* \quad (5.7)$$

décrivant la limite dans laquelle la dissociation du soliton forme deux fragments dont l'énergie cinétique est nulle.

On comprend bien qu'il faut comparer E_{kin} et μ pour prévoir les différents comportements du soliton lors de sa propagation dans le désordre.

- Si $NE_{kin} \gg |\mu|$, les interactions auront un effet négligeable, chaque atome sera libre de sortir du soliton. Ce dernier se comportera alors comme un gaz d'atomes sans interaction. Ce n'est pas le régime qui nous intéresse.
- A l'inverse, lorsque $NE_{kin} < |\mu|$, aucun atome ne peut quitter le soliton qui se comporte alors comme une unique super-particule qui sera soit totalement réfléchi, soit totalement transmise par la barrière. Dans ce régime, il est possible d'observer des superpositions quantiques mésoscopiques.
- Imposer la condition $4E_{kin} < |\mu|$ permet d'obtenir une probabilité nulle que le soliton se scinde en deux parties égales (Gertjerenken et al., 2012) (Helm et al., 2014). Après la collision avec la barrière, on observe un nuage transmis et un nuage réfléchi.
- Pour $E_{kin} \sim |\mu|$, la dissociation du soliton est énergétiquement autorisée mais l'énergie d'interaction n'est pas négligeable devant l'énergie cinétique. Le nombre d'atomes dans le nuage réfléchi, après la collision avec la barrière, dépend des valeurs du potentiel chimique, de l'énergie cinétique et de l'amplitude de la barrière.

Pour observer un effet des non-linéarités lors de la propagation du soliton dans le désordre, il faudra être capable de contrôler la vitesse des solitons et l'amplitude du désordre afin d'atteindre un régime où : $E_{kin} \sim V_r / h \sim |\mu|$.

5.1.2 Contrôle de la vitesse des solitons

Les atomes sont initialement piégés dans le piège croisé FORT1+FORT1D. Après que le FORT1 a été subitement éteint, les atomes se déplacent librement le long du piège 1D et vont acquérir une certaine vitesse qui dépend de d , la distance entre les waists des deux pièges, et de g' , la gravité effective, due à l'inclinaison du piège 1D, ressentie par les atomes. Contrôler cette vitesse v implique de connaître ces deux paramètres d et g' .

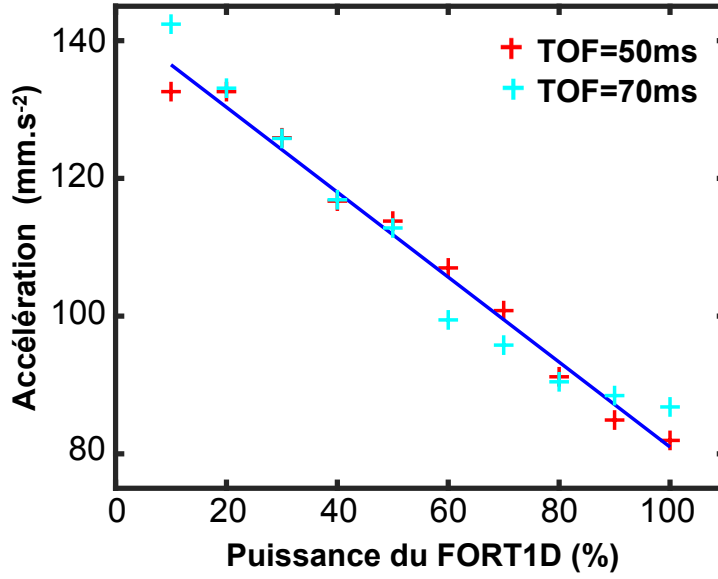


FIGURE 5.2 – Mesures de l'accélération du nuage dans le piège 1D en fonction du pourcentage de puissance utilisé, pour deux temps de vol dans le piège (50 ms et 70 ms). L'ajustement linéaire représenté par la droite bleue utilise le modèle 5.10.

Pour ce faire, nous mesurons l'accélération du nuage après que le FORT1 a été coupé, pour différentes puissances du FORT1D. Cette accélération s'écrit :

$$a_{cc} = g' - (2\pi f_{\parallel, opt})^2 d \quad (5.8)$$

si l'on fait l'approximation qu'elle reste constante durant la propagation. Le croisement des pièges optiques est aligné sur le zéro du gradient magnétique. On suppose donc que les atomes partent du centre du piège magnétique équivalent nous donnant l'anti-confinement magnétique (voir Chapitre 3). La fréquence du piège optique varie en fonction de la puissance lumineuse selon l'équation :

$$f_{\parallel, opt}^2 = p f_{\parallel, opt, 100\%}^2 \quad (5.9)$$

où p est le pourcentage de puissance de puissance utilisée. En mesurant diverses accélérations pour des p différents, et en ajustant les résultats par l'équation :

$$a = g' - 4\pi^2 d f_{\parallel, opt, 100\%}^2 p \quad (5.10)$$

on devrait trouver une droite dont l'ordonnée à l'origine nous donnera g' et la pente d . Des données ont été prises pour deux temps de propagation différent, 50 ms et 70 ms. Les résultats sont présentés sur la Figure 5.2.

D'abord, les deux jeux de données pour les deux temps de propagation sont ajustés par la même droite, ce qui vérifie notre approximation d'accélération constante. Ensuite, nous trouvons que le croisement entre FORT1 et FORT1D se fait à une distance $d = 400(30) \mu\text{m}$ du waist du piège 1D, et que la gravité effective ressentie par les atomes correspond à 1.4 % de la gravité. Cette dernière valeur provient d'une inclinaison magnétique induite par un gradient magnétique provenant sans doute de la pompe ionique à gauche sur la Figure 2.4. Pour le compenser, nous avons choisi d'ajouter une bobine, comme cela est présenté sur la Figure 5.3. Nous pourrions ainsi, en théorie, contrôler la gravité effective ressentie par les atomes et donc contrôler leur vitesse dans le piège 1D.

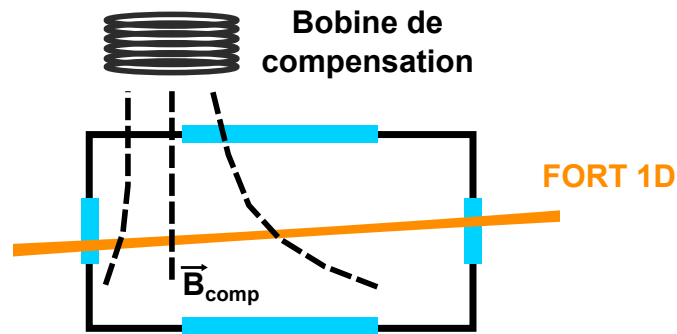


FIGURE 5.3 – Schéma de la bobine de compensation permettant le contrôle de la vitesse des solitons.

Nous utilisons une bobine de 150 tours et de 15 cm de diamètre dans laquelle circule un courant I_{comp} pouvant aller jusqu'à 10 A et placée proche de la chambre de sciences (voir Figure 5.3). Nous pouvons ainsi modifier la norme du gradient selon l'axe du champ Feshbach dans l'axe du FORT1D, cette dernière étant proportionnelle au courant qui circule dans la bobine de champ magnétique. Nous pouvons ainsi contrôler g' et donc la vitesse des atomes dans le piège 1D.

Afin de calibrer l'accélération donnée aux atomes en fonction du courant dans la bobine de compensation, des nouvelles mesures d'accélération ont été réalisées dans un piège 1D utilisant 30% de la puissance lumineuse maximale. Les résultats sont présentés sur la Figure 5.4. La pente nous donne directement la calibration recherchée : $\Delta g = 0.013(0.0015) \text{ m.s}^{-2}.\text{A}^{-1}$. Nous sommes donc capable de contrôler l'accélération des atomes, et donc leur vitesse, grâce à la bobine de compensation.

Les résultats de la Figure 5.5 présentent les vitesses mesurées pour plusieurs

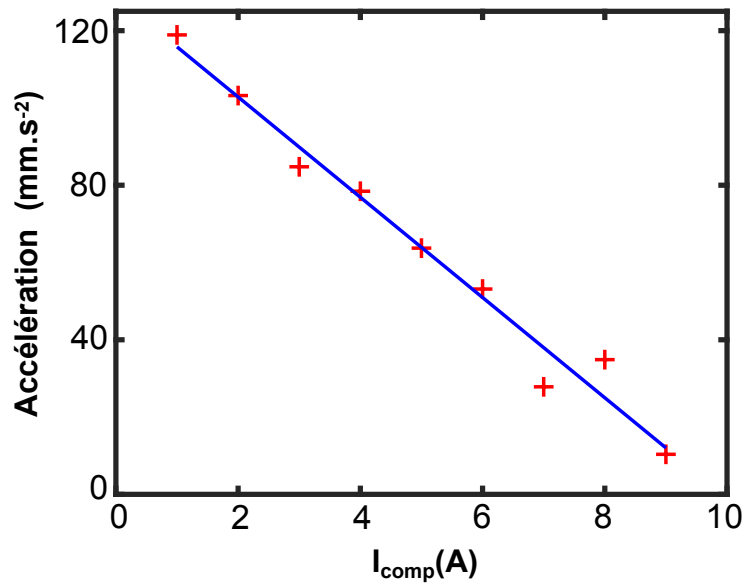


FIGURE 5.4 – Mesures d’accélération du nuage dans le FORT 1D, en utilisant 30 % de la puissance maximale disponible, en fonction du courant circulant dans la bobine de compensation. La pente de la droite ajustant les données correspond à la calibration de l’accélération par ampère donnée aux atomes.

réalisation de l’expérience et pour plusieurs courants de compensation, en attendant 10 ms après la coupure du FORT1 avant d’annuler l’accélération des atomes et de leur donner ainsi une vitesse constante. En moyenne, on voit bien l’effet de la bobine de compensation sur la vitesse des atomes. Il y a néanmoins des fluctuations qui sont dues à différents facteurs. Premièrement, les atomes oscillent dans le piège croisé. Ils ont donc une vitesse initiale non-reproductibles lorsque le FORT1 est éteint. Deuxièmement, il est difficile de prendre en compte la rugosité du FORT1D. Nous sommes donc capable de contrôler la vitesse des atomes, mais pas dispenser de la mesurer pour la connaître précisément.

Nous atteignons ainsi des énergies cinétiques allant de quelques Hertz jusqu’à plusieurs centaines de Hertz.

5.1.3 Implémentation du désordre

Une fois que les atomes se déplacent dans le piège 1D à la vitesse voulue, on allume le potentiel désordonné.

Le désordre dans notre expérience est un champ de tavelure 1D (ou speckle

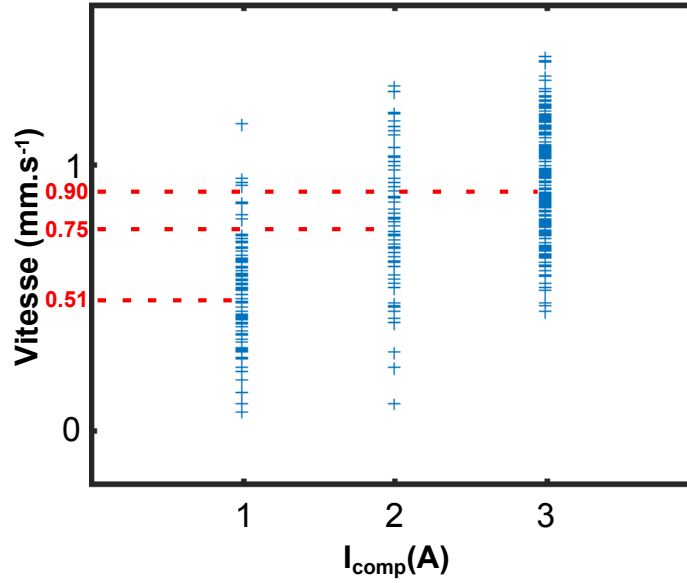


FIGURE 5.5 – Vitesses mesurées pour plusieurs réalisations de l'expérience et pour plusieurs courants de compensation.

1D). Un laser Verdi COHERENT de 18 W à 532 nm est élargi à l'aide de deux lentilles de focales 3 mm et 15 cm (voir Figure 5.6) puis traverse une plaque dépolie avant d'être focalisé sur les atomes à l'aide d'une lentille convergente de focale 15 cm. Les champs créés par chaque grain de diffusion ont une amplitude et une phase aléatoire, ce qui aboutit à un potentiel conservatif désordonné, répulsif pour les atomes (Clément et al., 2006). Il est caractérisé par l'amplitude moyenne des barrières de potentiel et par les tailles caractéristiques des grains, les longueurs de corrélation du speckle $\sigma_{x,y,z}$.

Afin de créer un potentiel désordonné 1D, deux conditions doivent être remplies :

- Les longueurs de corrélation σ_x et σ_y du speckle doivent être très grandes devant celle dans la direction z .
- σ_x et σ_y doivent être grandes devant la taille radiale du nuage atomique donnée par la taille de l'état fondamentale de l'oscillateur harmonique :

$$\sqrt{\frac{h}{4\pi m\omega_{\perp}}} = 0.8 \mu\text{m} \quad (5.11)$$

Ces longueurs de corrélation dépendent de l'ouverture numérique, ON , comme

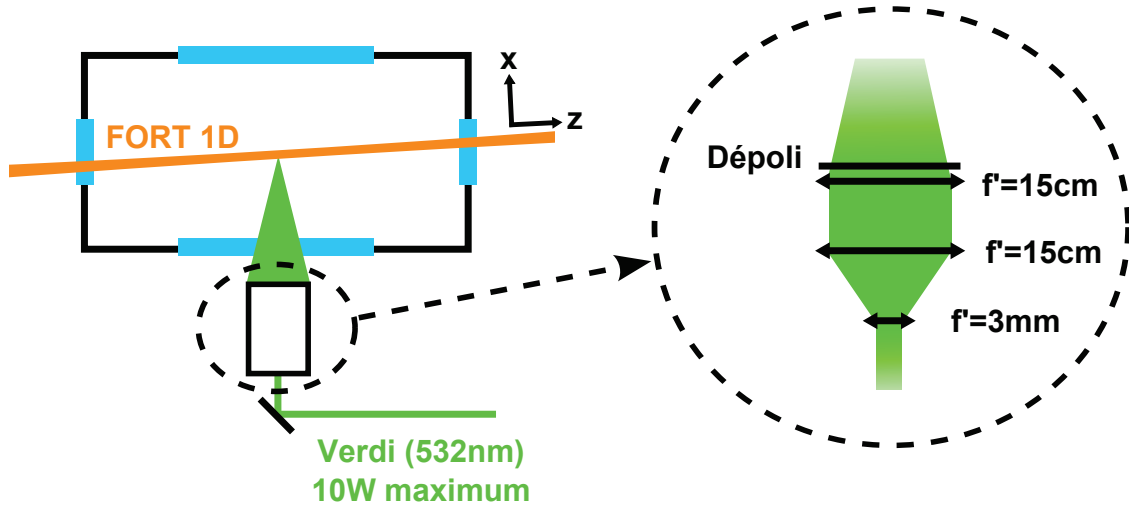


FIGURE 5.6 – Implémentation d'un speckle 1D.

exprimé dans les équations suivantes :

$$\sigma_{y,z} = \frac{\lambda}{2\pi ON} \quad (5.12)$$

$$\sigma_x = \frac{2\lambda}{\pi ON^2} \quad (5.13)$$

Dans notre cas, on a $\sigma_z = \sigma_y = 0.38 \mu\text{m}$ et $\sigma_x = 10 \mu\text{m}$, la condition $\sigma_{x,y} \gg \sigma_z$ n'est pas vérifiée. Un masque rectangulaire de 2 cm de largeur est alors ajouté devant le verre dépoli pour diminuer l'ouverture numérique suivant l'axe y . On obtient $\sigma_y = 2.4 \mu\text{m}$, ce qui vérifie les deux conditions de désordre 1D.

Avant d'être élargi, le faisceau traverse un AOM (AA), qui permet de modifier la puissance lumineuse arrivant sur les atomes. L'amplitude moyenne des barrières V_R sera donc un paramètre contrôlable via la commande de l'AOM.

5.1.4 Séquence expérimentale

La séquence expérimentale est décrite sur la Figure 5.7. Dans la suite de ce chapitre, plusieurs séries d'expériences vont être présentées, utilisant toutes cette séquence. Seules la vitesse du nuage atomique, l'énergie d'interaction et la force du désordre varieront d'une expérience à l'autre.

- **Production du nuage atomique :** Le gaz d'atomes froids est initialement piégé dans le piège dipolaire formé par le FORT1 (en trait pointillé rouge)

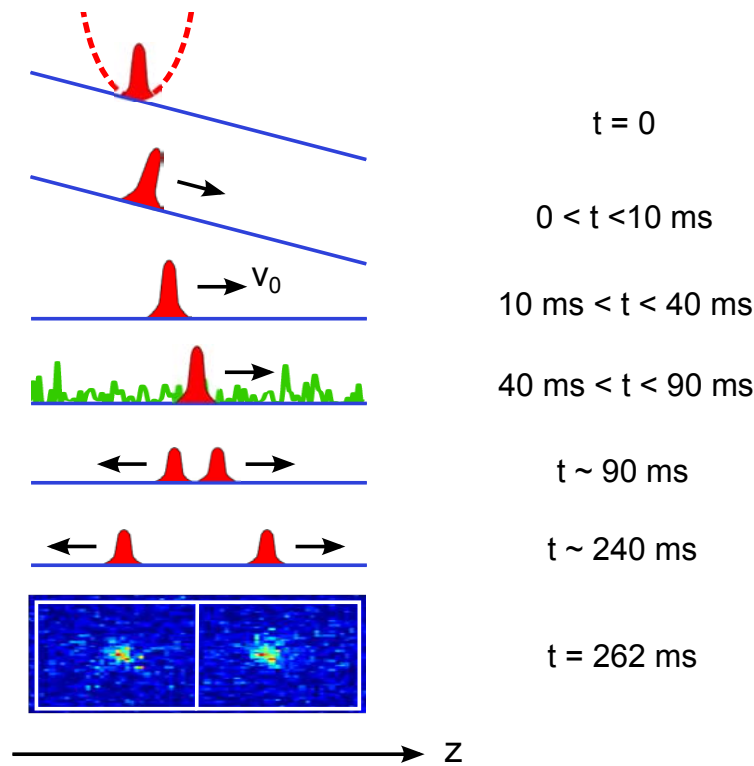


FIGURE 5.7 – Schéma de la séquence expérimentale. Un soliton est lancé dans un guide d'onde 1D le long de la direction z (ligne continue bleue) à partir d'un piège croisé (ligne pointillée rouge). Le soliton est d'abord accéléré pour atteindre une vitesse voulue v_0 avant qu'un speckle 1D à 532 nm (ligne continue verte) ne soit allumé pendant 50 ms. Les parties réfléchies et transmises sont ensuite séparées et observées sur une image de la distribution de densité après un temps d'attente de 150 ms.

sur la Figure 5.7) et le FORT1D (en trait continu bleu sur la Figure 5.7). Grâce aux résonances de Feshbach nous pouvons choisir de former un soliton ou un nuage sans interactions (Lepoutre et al., 2016).

- **Contrôle de la vitesse :** Lorsque le FORT1 est subitement éteint, les atomes se propagent le long du piège 1D pendant 10 ms. Comme nous l'avons expliqué précédemment, nous contrôlons l'accélération longitudinale initiale grâce à un gradient magnétique. Ce dernier est ensuite coupé entre 10 ms et 40 ms. L'accélération est ainsi nulle et le nuage atomique se propage à une vitesse constante v_0 .
- **Diffusion dans le speckle :** Le laser créant le potentiel désordonné (en vert sur la Figure 5.7) est allumé pendant 50 ms. Au cours de son interaction avec le speckle, le nuage est partiellement transmis et partiellement réfléchi, puisqu'il se propage dans un piège 1D. Les composantes transmise et

réfléchi se propagent ensuite dans le piège 1D pendant 150 ms, un temps suffisamment long pour séparer les deux nuages, avant que le piège 1D ne soit éteint.

- **Temps de vol :** Une image par fluorescence est enfin prise, après un temps de vol de 22 ms, à champ magnétique nul pour couper les interactions.

5.1.5 Analyse des images

Un exemple d'image est présentée Figure 5.8. Trois informations sont accessibles depuis ces images : la vitesse des atomes lorsqu'on allume le speckle et les nombres d'atomes transmis (N_t) et réfléchis (N_r).

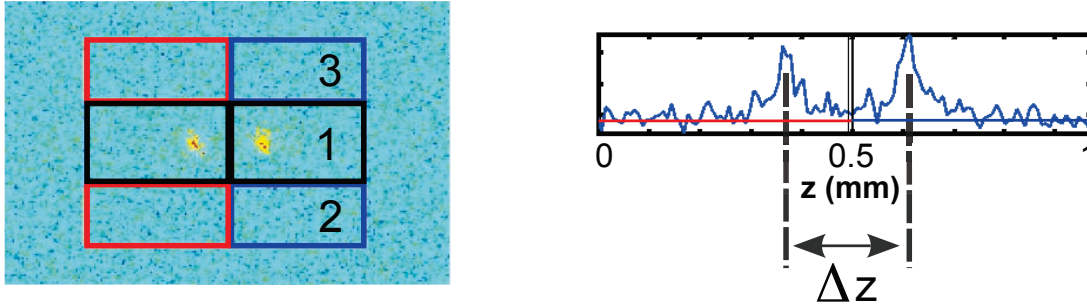


FIGURE 5.8 – Exemple d'analyse d'image. Deux informations peuvent être retirées de chaque image. 1) La partie réfléchi, en mesurant le nombre d'atomes dans les deux boîtes noires et en soustrayant le fond calculé à l'aide des boîtes rouges et bleues (à gauche). 2) La vitesse des atomes lorsque le speckle est allumé, en mesurant la distance séparant le nuage réfléchi du nuage transmis (à droite).

- Nous plaçons trois boîtes sur l'image (voir Figure 5.8 à gauche). La boîte 1 dans laquelle se trouve le nuage transmis et les boîtes 2 et 3, directement voisines de la première boîte, dans lesquelles il n'y a pas d'atomes. Le nombre d'atomes transmis est calculé en intégrant le signal dans la boîte 1 et en soustrayant le fond calculé dans les boîtes 2 et 3. Le nombre d'atomes réfléchis est obtenu de la même manière.

Il est très facile d'en déduire la fraction réfléchi R :

$$R = \frac{N_r}{N_t + N_r} \quad (5.14)$$

Cette méthode nous permet d'obtenir la fraction réfléchie avec une incertitude de 10 % et sans aucune supposition sur la forme des nuages transmis et réfléchi.

- En intégrant verticalement dans les boîtes contenant les atomes, nous pouvons mesurer la distance Δz séparant les maxima de signal transmis et réfléchi. Cette distance est directement relié à la vitesse v_0 des atomes, au moment où le speckle est allumé, par la relation :

$$v_0 = \frac{\Delta z \cdot \omega}{2 \sinh(\omega \cdot \Delta t)} \quad (5.15)$$

où ω est la fréquence antipliégeante du piège 1D et Δt la durée séparant l'allumage du speckle de la prise d'image.

Cette méthode s'applique uniquement aux nuages sans interaction. En effet, lors de la séparation du soliton en deux nuages, une partie de l'énergie d'interaction est transformée en énergie cinétique, ce qui fausse l'estimation de la vitesse initiale du soliton.

5.1.6 Calibration de la force du désordre, expériences à grandes vitesses

Nous avons vu que le potentiel chimique, donc l'énergie d'interaction, est contrôlable via les résonances de Feshbach et que la vitesse des atomes est directement accessible par l'analyse de l'image. Il ne reste plus qu'à calibrer l'amplitude du speckle.

La séquence expérimentale présentée précédemment est répétée un grand nombre de fois pour des nuages sans-interaction se propageant à des vitesses différentes dans des désordre d'amplitude variable. Les données réfléchies sont ensuite moyennées et présentées sous la forme de carte 3D de la probabilité de réflexion en fonction de la vitesse et de l'amplitude du désordre (voir Figure 5.9), chaque barre contenant entre 20 et 50 mesures. Comme on pouvait intuitivement le prévoir, la probabilité de réflexion est d'autant plus forte que l'amplitude du désordre est grande et que la vitesse est faible.

Ces mesures peuvent être comparées à ce qui est prévu par l'équation de Schrödinger 1D, moyennée sur de multiples réalisations du speckle (voir Figure 5.9). Nous trouvons un très bon accord entre expériences et théorie pour des amplitudes du désordre allant de 10 à 70 Hz. Cet accord est d'autant meilleur que nous utilisons la forme du faisceau vert incident mesurée expérimentalement dans nos simulations, à savoir une gaussienne tronquée et non un faisceau gaussien. Les corrélations du speckle sont alors mieux reproduites par les simulations. Ces expériences nous permettent de calibrer l'amplitude du speckle en

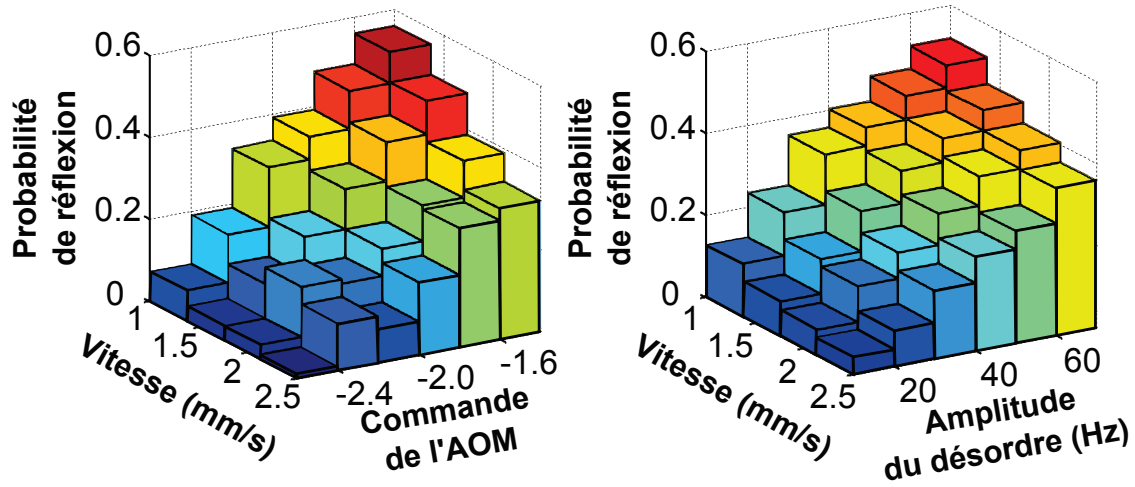


FIGURE 5.9 – Calibration de l'amplitude du speckle. A gauche : carte expérimentale de la probabilité de réflexion moyenne pour des atomes sans-interaction en fonction de la vitesse des atomes et de l'amplitude du désordre. L'amplitude est ici donnée par la commande de l'AOM. A droite : Carte théorique de la probabilité de réflexion moyenne pour des atomes sans-interaction en fonction de la vitesse des atomes et de l'amplitude du désordre. Cette carte est obtenue en résolvant l'équation de Schrödinger pour 200 réalisations du désordre dans chaque barre. Ces deux cartes permettent de trouver une bonne correspondance entre commande de l'AOM et amplitude réelle du désordre vue par les atomes.

fonction de la commande de l'AOM.

Nous pouvons remarquer que pour des désordres faibles et des vitesses de propagation faibles, la probabilité de réflexion est inférieure à 0.5. Les atomes ne subissent donc en moyenne qu'un seul événement diffusif et sont dans le régime de simple diffusion. Dans le cas du soliton, on s'attend à ce que les interactions ne modifient pas ce régime. Pour des désordres forts et des vitesses de propagation faibles, les deux cartes montrent des probabilités de réflexion supérieures à 0.5. Nous interprétons ce phénomène comme une signature de la rétro-diffusion cohérente 1D, un mécanisme mettant en jeu plusieurs processus de diffusion. Cet effet devrait disparaître pour des temps de propagation plus long, lorsque nous rentrons dans le régime de localisation forte.

Tous les ingrédients sont maintenant réunis pour observer la propagation d'un soliton dans le désordre dans un régime où l'énergie d'interaction est de l'ordre de l'énergie cinétique du centre de masse du soliton.

5.2 Propagation d'un soliton dans le désordre

5.2.1 Données expérimentales

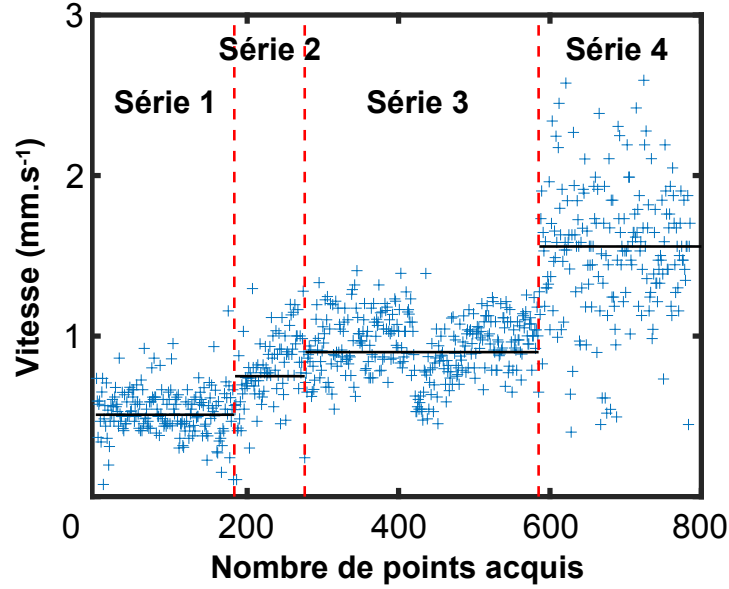


FIGURE 5.10 – Vitesses des données expérimentales. Seules les vitesses des nuages sans-interaction sont présentées sur ce graphe. La vitesse a été mesurée à l'aide de la distance entre nuage réfléchi et nuage transmis. Quatre séries de données ont été prises, à quatre vitesses moyennes différentes : $0.51(0.16) \text{ mm.s}^{-1}$, $0.75(0.21) \text{ mm.s}^{-1}$, $0.90(0.20) \text{ mm.s}^{-1}$, $1.56(0.37) \text{ mm.s}^{-1}$. Entre deux répétitions de l'expérience avec des nuages sans-interaction, la diffusion d'un soliton dans le désordre est étudiée dans les mêmes conditions expérimentales. Nous considérerons donc que, dans une même série, solitons et nuages sans-interaction ont la même vitesse moyenne et les mêmes fluctuations de vitesses.

Dans toute les expériences qui vont suivre, nous utiliserons le même speckle avec une amplitude $V_r/h = 13.5(2.0) \text{ Hz}$. D'après 5.1.6, nous nous plaçons donc dans le régime de simple diffusion dans lequel les atomes ne subissent en moyenne moins d'un événement de diffusion.

Pour observer le caractère non-linéaire du soliton lors de la diffusion dans le désordre, nous allons mesurer puis comparer la fraction réfléchie d'un soliton et d'un nuage sans interaction se propageant à la même vitesse dans le même potentiel désordonné.

Le soliton est formé pour une longueur de diffusion $a = -2.0$ (2) a_0 proche du collapse (Carr and Castin, 2002; Lepoutre et al., 2016). Une valeur approchée

du potentiel chimique d'un tel soliton peut être trouvée grâce à la formule 1D : $\mu_{1D}/h = -\frac{1}{2}m\omega^2 N^2 a^2/h = -25(12)$ Hz. Le nuage sans interaction n'est pas produit à une longueur de diffusion nulle. Nous produisons un soliton "faible" à $a = -0.9(2) a_0$, ce qui est à peine suffisant pour maintenir les atomes ensemble lors de la propagation. Ce choix nous permet d'éviter l'étalement du nuage le long du piège 1D qui se ferait à la vitesse quadratique moyenne $\sqrt{\hbar\omega_{||}/4\pi m} = 0.47$ mm.s⁻¹ dans le cas d'un nuage sans interaction. L'énergie d'interaction est ici négligeable devant V_r et le soliton "faible" se comportera comme un nuage sans interaction lors d'un événement de diffusion. Dans la suite, nous y ferons référence comme s'il s'agissait vraiment d'un gaz d'atomes sans interaction.

Si nous répétons l'expérience plusieurs fois, nous observons des images très différentes alors que les conditions expérimentales sont a priori identiques. Les fractions réfléchies mesurées sur chaque image varient de 0 à 1. Cette observation est valable que ce soit pour le soliton ou pour le nuage sans interactions. Nous avons donc décidé de mener une étude statistique et d'acquérir plusieurs séries de mesures. Pour chaque série, nous représenterons les résultats sous forme d'histogramme de la fraction réfléchie.

Pour chaque série, nous répétons un grand nombre de fois l'expérience en alternant entre propagation d'un soliton dans le désordre et propagation d'un nuage sans interaction dans le même potentiel désordonné. L'expérience étant stable pendant une série, cela nous permet d'estimer que le soliton et le nuage sans interaction se propagent à la même vitesse.

La Figure 5.10 présente, pour le nuage sans-interaction, les vitesses obtenues pour les différentes séries de mesures que nous avons acquises. Les séries sont séparées par les lignes en pointillés rouges et les valeurs moyennes des vitesses sont repérées par les lignes continues noires. Nous obtenons quatre vitesses moyennes différentes, ainsi que les déviations standards associées : 0.51(0.16) mm.s⁻¹, 0.75(0.21) mm.s⁻¹, 0.90(0.20) mm.s⁻¹, 1.56(0.37) mm.s⁻¹. Pour chaque série, nous analyserons l'ensemble des mesures et considérerons que les atomes se propagent tous à une vitesse égale à la vitesse moyenne de la série, tout en tenant compte des fluctuations de vitesses.

5.2.2 Effet des non-linéarités

Nous étudions les résultats obtenus dans la première série. Les atomes se propagent à la vitesse $v_0 = 0.51(0.16)$ mm.s⁻¹, ce qui correspond à une énergie cinétique $E_{kin}/h = 13(8)$ Hz. Cette valeur est comparable au potentiel chimique du soliton et nous nous attendons à observer un effet des interactions lors du processus de diffusion.

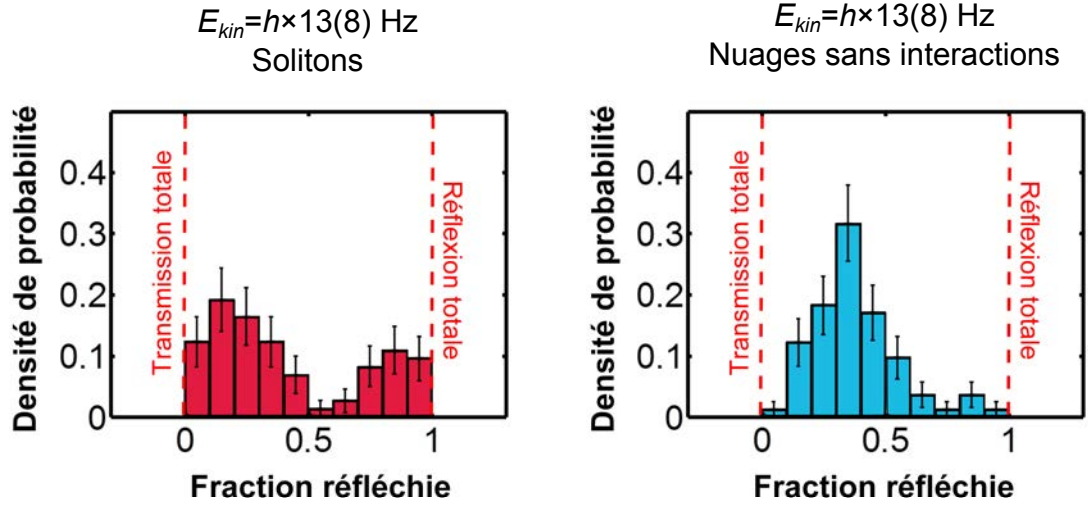


FIGURE 5.11 – Histogrammes des parties réfléchies du soliton (à gauche) et du nuage sans-interaction (à droite). La structure en double pic (à gauche) est une signature d’une diffusion non-linéaire. Le potentiel chimique du soliton est estimé à $\mu_{1D}/h = -25(12)$ Hz. L’énergie cinétique du centre de masse est $E_{kin} = 13(8)$ Hz. Les barres d’erreur sont données par $\sqrt{N_b}$, où N_b est le nombre d’événement dans chaque barre. Le nombre de répétitions par histogramme est à peu près 90.

Les histogrammes obtenus sont présentés Figure 5.11. Comme remarqué précédemment, nous pouvons constater que la fraction réfléchie varie de 0 à 1 pour les mêmes conditions expérimentales. Dans le cas du soliton, l’histogramme présente deux pics distincts centrés sur les fractions réfléchies 0.2 et 0.85. De plus, la probabilité que le soliton soit à moitié réfléchi et à moitié transmis est quasi nulle. Ces observations montrent que les atomes ont tendances à être soit collectivement transmis, soit collectivement réfléchis. Ce comportement ne se retrouve pas dans le cas du nuage sans-interaction. L’histogramme ne présente qu’un seul pic centré sur la fraction réfléchie 0.35. Cette différence de comportement entre les situations avec et sans interaction est une manifestation de l’effet des non-linéarités lors de la diffusion du soliton.

La même étude a été réalisée avec les données de la troisième série. Les vitesses sont plus élevées, de l’ordre de 0.90 mm.s^{-1} , correspondant à une énergie cinétique $E_{kin}/h = 40(17)$ Hz. Les histogrammes obtenus pour le soliton et pour le nuage sans interaction sont présentés Figure 5.12. Nous observons que la distribution en double pic du soliton tend à disparaître. Ces résultats montrent que le paramètre

$$\alpha = -\frac{\mu}{E_{kin}} \quad (5.16)$$

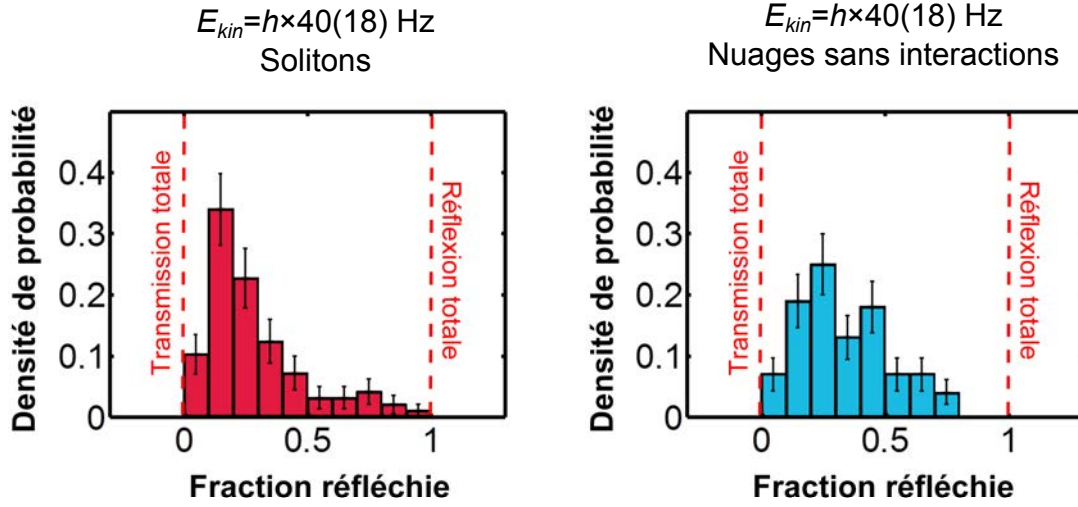


FIGURE 5.12 – Histogrammes des parties réfléchies du soliton (à gauche) et du nuage sans-interaction (à droite). La structure en double pic (à gauche) tend à disparaître. Le potentiel chimique du soliton est estimé à $\mu_{1D}/h = -25(12) \text{ Hz}$. L'énergie cinétique du centre de masse est $E_{kin} = 40(17) \text{ Hz}$. Les barres d'erreur sont données par $\sqrt{N_b}$, où N_b est le nombre d'événement dans chaque barre. Le nombre de répétitions par histogramme est à peu près 90.

comparant l'énergie d'interaction à l'énergie cinétique est un bon indicateur du comportement du soliton. Nous avons observé que l'effet des non-linéarités apparaît lorsque α est proche de 1 et s'amplifie pour de fortes valeurs de α .

Nous n'avons pas représenté les données de la deuxième série parce qu'elle comportait trop peu de points pour former un histogramme représentatif. De même, nous n'avons pas tracé d'histogrammes pour les données de la quatrième série. L'énergie d'interaction des solitons étant négligeable devant l'énergie cinétique, le soliton se comporte comme un nuage sans-interaction. Aucune différence n'est visible sur les histogrammes.

5.2.3 Comparaison avec les simulations numériques

Pour étudier plus quantitativement, nous allons comparer ces résultats à des simulations numériques de type Crank-Nicholson, basées sur l'équation de Gross-Pitaevskii 1D (Plisson, 2012). Pour un potentiel chimique donné, une vitesse donnée et une force du speckle donné, l'équation de Gross-Pitaevskii donne une unique fraction réfléchie et ne reproduit pas les fluctuations observées sur l'expérience. Dans le but de comparer les résultats des simulations à nos histogrammes expérimentaux, nous répétons les simulations en prenant

en compte les fluctuations de vitesse et de speckle observées sur l'expérience. De plus, bien que le désordre soit le même d'une répétition de l'expérience à une autre, les fluctuations de la vitesse initiale font que la région explorée par les atomes est différente à chaque réalisation de l'expérience. A ces fluctuations viennent s'ajouter des phénomènes thermiques qui, après quelques dizaines de répétitions, décalent la position relative du piège et du speckle, aboutissant encore une fois à un moyennage du désordre. Pour chaque simulation nous utiliserons donc un désordre différent pour que l'histogramme obtenu soit une moyenne sur le désordre.

Les histogrammes présentés Figure 5.13 ont été obtenu pour un potentiel chimique du soliton $\mu/\hbar = -35$ Hz. Pour un tel potentiel chimique, les simulations reproduisent bien le comportement des histogrammes expérimentaux. En fait, une bonne correspondance avec les données expérimentales est obtenu pour un potentiel chimique compris entre -43 Hz et -27 Hz, ce qui est en accord avec la valeur expérimentale précédemment estimée.

Nous voulons maintenant étudier plus en détail l'importance du paramètre α . L'expérience a été simulée pour des énergies cinétiques allant de 0.9 Hz à 125 Hz. Pour chaque énergie cinétique, nous obtenons un histogramme pour le soliton et un histogramme pour le nuage sans-interaction, et nous comparons leurs écarts inter-quartile, IQR dans la suite. L'évolution de l'IQR en fonction de l'énergie cinétique est présentée Figure 5.14. Les IQR expérimentaux calculés à partir des quatre séries de données ont été ajoutés et sont en bon accord avec les simulations. On retrouve le comportement observé précédemment, lorsque l'énergie cinétique est grande devant l'énergie d'interaction, le paramètre α est faible et le soliton se comporte comme un nuage sans-interaction. L'effet des non-linéarités apparaît lorsque α vaut à peu près 1 et, pour des α plus grands, les résultats des simulations tendent vers des réflexions totales ou transmissions totales du soliton. Les mêmes résultats sont observés si on fait varier le potentiel chimique au lieu de l'énergie cinétique.

5.2.4 Phénomène quantique?

Nous avons vu dans la partie précédente que l'équation de Gross-Pitaevskii est suffisante pour simuler nos résultats, à la condition que les fluctuations expérimentales soient prises en compte dans les simulations. Il est cependant intéressant de considérer la possibilité que les variations shot à shot de la fraction réfléchie proviennent d'une superposition quantique mésoscopique de la plupart des atomes transmis et de la plupart des atomes réfléchis.

Dans ce cas de figure, le paramètre $Nk\sigma_z$, où Nk est le vecteur d'onde du

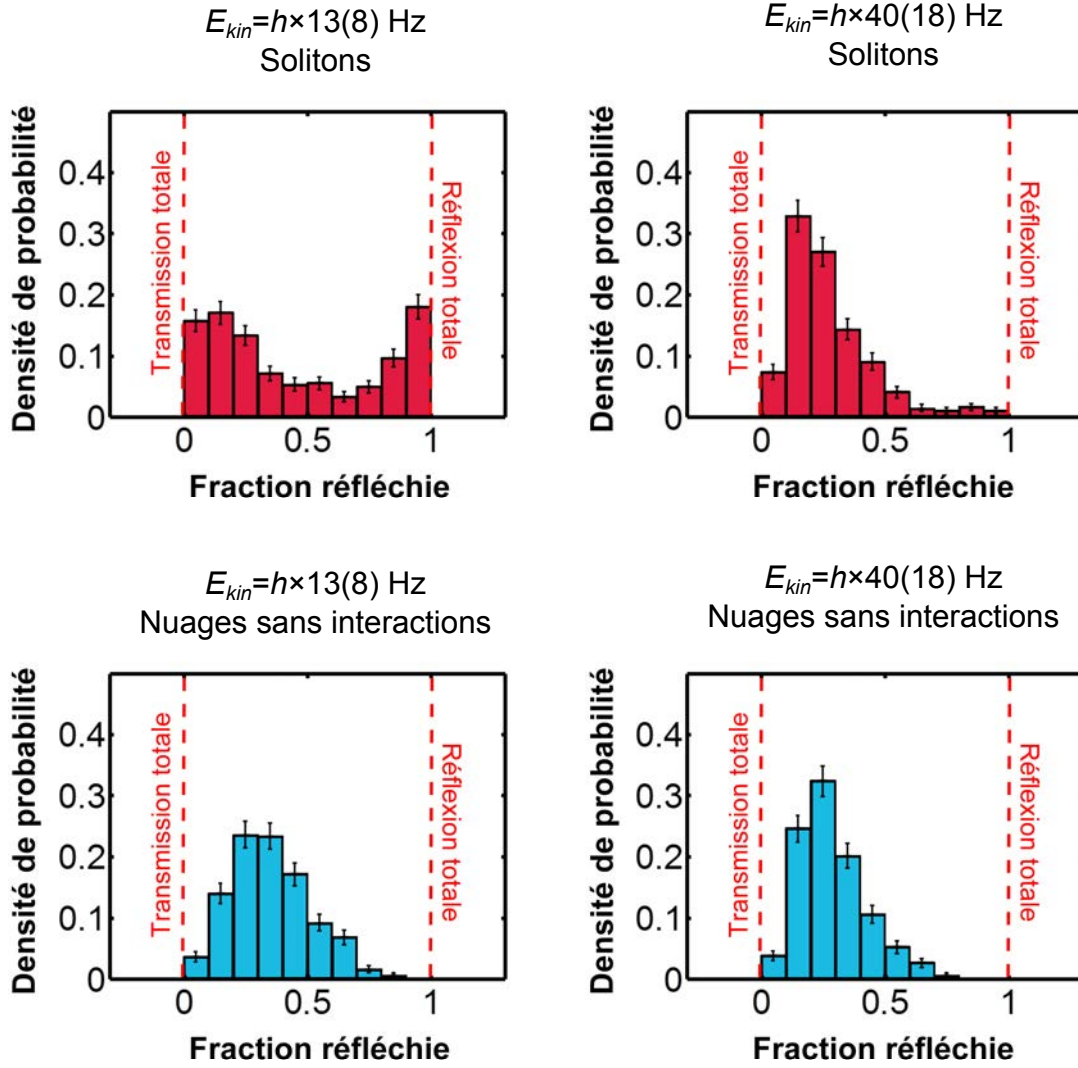


FIGURE 5.13 – Histogrammes des parties réfléchies du soliton (en haut) et du nuage sans-interaction (en bas) simulées à partir de l'équation de Gross-Pitaevskii 1D. Le potentiel chimique du soliton est ajusté à $\mu_{1D}/h = -35$ Hz pour reproduire au mieux les histogrammes expérimentaux. Les énergies cinétiques du centre de masse sont $E_{kin} = 13(8)$ Hz (à gauche) et $E_{kin} = 40(17)$ Hz (à droite). Les barres d'erreur sont données par $\sqrt{N_b}$, où N_b est le nombre d'événement dans chaque barre. Le nombre de répétitions par histogramme est 500.

soliton, gouverne la diffusion de l'état lié à N particules. Pour $Nk\sigma_z$ de l'ordre de 1, un comportement quantique global est attendu. Cela revient à dire que la longueur d'onde de De Broglie de la particule géante est plus large que la longueur caractéristique des grains du speckle (voir Figure 5.15). Dans notre cas, $Nk\sigma_z \approx 10^3 \gg 1$. Le soliton est censé se comporter classiquement avec soit

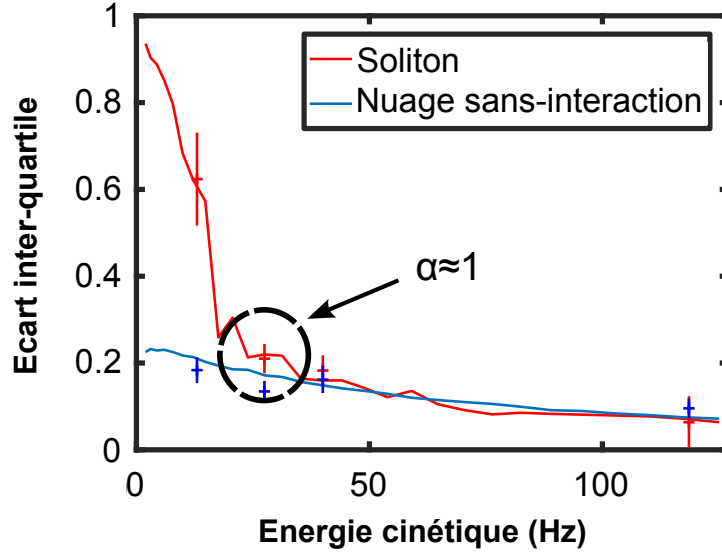


FIGURE 5.14 – Evolution de l'écart inter-quartile en fonction de l'énergie cinétique. Lorsque le paramètre α est faible, c'est-à-dire lorsque l'énergie cinétique est grande devant le potentiel chimique, le soliton se comporte comme un nuage sans interaction. L'effet des non-linéarités apparaît lorsque le potentiel chimique est du même ordre que l'énergie cinétique, pour $\alpha \approx 1$. Lorsque $\mu \gg E_{kin}$, α est grand et le soliton tend à être soit totalement réfléchi, soit totalement transmis.

des transmissions totales, soit des réflexions totales en fonction de la valeur de l'énergie cinétique relativement à la hauteur de la plus haute barrière de la zone du speckle explorée par les atomes.

La formation d'état NOON a été théoriquement prédite dans le cas de la réflexion quantique d'un soliton sur une barrière mince, lorsqu'une séparation du soliton est énergétiquement interdite, c'est à dire pour des vitesses extrêmement faible, de l'ordre de $20 \mu\text{m.s}^{-1}$ (Weiss and Castin, 2009). Malheureusement, de telles vitesses sont inaccessibles expérimentalement. Streltsov, Alon et Cederbaum ont étudié des superpositions quantiques en utilisant, dans leurs simulations, des solitons de 100 atomes se déplaçant à 0.1 mm.s^{-1} (Streltsov et al., 2009a) (Streltsov et al., 2009b). Ces paramètres, plus faciles à atteindre, permettent de réduire $Nk\sigma_z$ tout en augmentant α , et donc d'entrer dans le régime quantique.

5.2.5 Limitations expérimentales

Pour entrer dans le régime quantique et observer des superpositions quantiques mésoscopiques, il nous faut augmenter α tout en diminuant $Nk\sigma_z$:

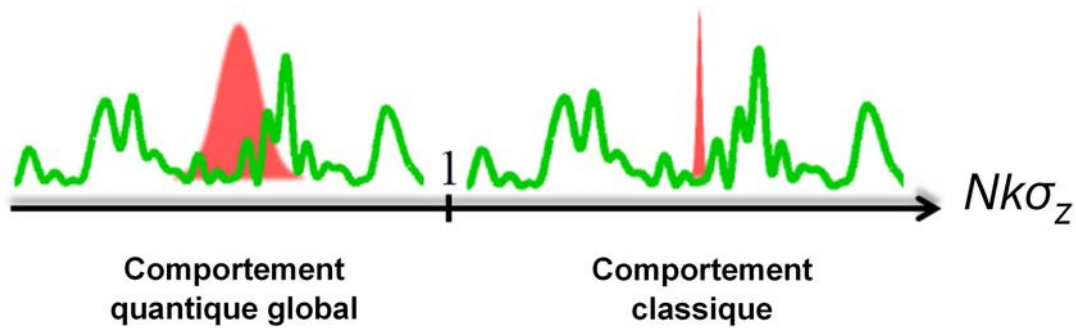


FIGURE 5.15 – Critère de quanticité. Un phénomène quantique est observé pour $Nk\sigma_z < 1$. Dans le cas d'atomes sans-interaction, ce paramètre vaut à peu près 0.15. Des atomes individuels vont donc subir des effets tunnels quantiques ou des réflexions quantiques dans le désordre. Dans le cas du soliton, $Nk\sigma_z \approx 10^3$. Un comportement classique est donc attendu lors de la diffusion dans le désordre.

- Diminuer la vitesse atomes permettrait de remplir les deux objectifs. Mais nous nous heurtons ici à une limitation technique de notre système expérimental : des diffusions multiples à l'intérieur de la chambre de sciences créent de la rugosité dans le piège 1D. A ce problème technique s'ajoute des oscillations du centre de masse dans le piège croisé influant sur la vitesse initiale du nuage atomique.
- Former des solitons de quelques centaines d'atomes permettrait de diminuer $Nk\sigma_z$. Ici encore, ce n'est techniquement pas possible, la résolution de notre imagerie n'étant pas assez bonne pour imager de si petits nuages atomiques.
- Dernière solution : pour augmenter α , nous pouvons augmenter le potentiel chimique, mais les solitons sont déjà formés à la limite du collapse.

La diffusion de solitons atomiques brillants a été étudiée, dans un régime où l'énergie d'interaction est plus grande que l'énergie cinétique du centre de masse, puis comparée avec la diffusion d'atomes sans-interaction se déplaçant à la même vitesse. Dans ce régime, nous observons un effet des non-linéarités qui se caractérise par une tendance du soliton à être soit principalement transmis soit principalement réfléchi, comme le montrent clairement les histogrammes. Ce comportement est bien reproduit grâce à une approche de type champ moyen utilisant l'équation de Gross-Pitaevskii, en tenant compte de la forte sensibilité aux fluctuations des paramètres expérimentaux tel que la vitesse du soliton.

Pour des temps de propagation plus longs dans le désordre, nous entrerons dans un régime de diffusion multiple et observerons des solitons se propager dans le désordre sans diffusion alors que des atomes sans interaction, se propageant à la même vitesse, seraient localisés au sens d'Anderson (Kivshar et al., 1990; Sanchez-Palencia et al., 2007), comme cela a été observé pour des solitons à la surface de l'hélium superfluide (Hopkins et al., 1996). Une autre possibilité intéressante serait de remplacer notre désordre statique par des atomes thermiques jouant le rôle de grains de diffusion mouvants. Dans ce cas, un mouvement brownien du soliton est attendu (Aycock et al., 2017; McDonald and Bradley, 2016).

Conclusion et perspectives

Conclusion

Ce manuscrit décrit notre expérience depuis le refroidissement du gaz chaud jusqu'à la formation de solitons brillants de potassium. Les résonances de Feshbach y occupent une place centrale puisqu'elles offrent de nombreux avantages tels que :

- Le contrôle des propriétés de collision du nuage atomique, nous permettant de passer outre les mauvaises propriétés de collision du potassium 39 et de former efficacement des condensats de Bose-Einstein grâce à un refroidissement tout optique.
- Le contrôle des interactions entre atomes. En choisissant une longueur de diffusion légèrement négative, les interactions compensent l'étalement du condensat et nous formons des solitons brillants.

Nous avons donc cherché à distinguer les résonances de Feshbach dont les positions avaient été théoriquement prédites par Andrea Simoni. En plus des résonances en onde s , déjà bien connues, nous avons observés expérimentalement les résonances en onde p du potassium ainsi qu'une résonance en onde d , que nous avons étudiée plus quantitativement. Ces observations sont les premières dans le cas du potassium 39.

En utilisant un champ magnétique de 501.3 Gauss, au voisinage d'une résonance de Feshbach, les interactions compensent l'énergie cinétique et le nuage atomique se propage sans expansion. Il s'agit de la première observation de solitons brillants de matière avec des atomes de potassium 39. L'étude des pertes en fonction de la longueur de diffusion nous offre une méthode de mesure et de contrôle de la densité des nuages atomiques, et donc de l'énergie d'interaction.

Enfin, notre équipe s'intéressant tout particulièrement aux effets d'un désordre sur les gaz quantiques, nous avons observé la propagation non-linéaire de solitons brillants dans un potentiel désordonné créé par un speckle 1D. Ces résultats sont comparés à ceux obtenus pour des nuages sans interaction.

Les atomes dans le soliton ont tendance à être soit totalement transmis, soit totalement réfléchis, ce qui n'est pas le cas pour des particules indépendantes. Ces observations ne résultent pas d'un phénomène quantique, mais de la haute sensibilité des systèmes non-linéaires à la variation d'un paramètre. Pour entrer dans ce régime quantique, il faudrait être capable de produire des solitons contenant moins d'atomes et se propageant à des vitesses plus faibles dans le speckle. Des conditions que notre système expérimental ne nous permet pas de satisfaire pour des raisons techniques.

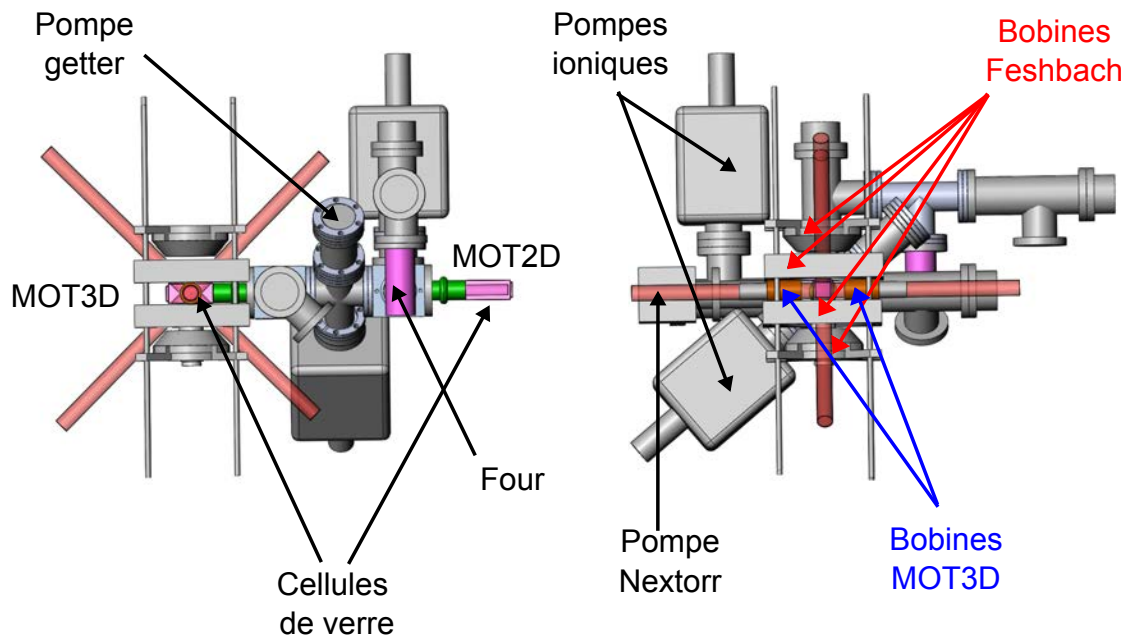


FIGURE 6.1 – Nouvelle expérience. A gauche, vue de profil. A droite, vue dans l'axe des cellules de verre.

C'est pour ces raisons que les dernières années de ma thèse ont été consacrées au design puis à la construction d'une nouvelle enceinte à vide, la table optique ayant été conservée. L'utilisation de cellules de verre, pour le MOT2D et pour le MOT3D, offre un très bon accès optique et permet d'approcher l'imagerie et les bobines magnétiques très proche des atomes. Les cellules étant en verre, nous réduisons la présence et l'impact des courants de Foucault et des champs magnétiques rémanents. J'ai notamment travaillé sur la conception des nouvelles bobines Feshbach qui devaient répondre à certaines contraintes :

- Elles doivent être placées le plus près possible de la cellule de verre sans bloquer l'accès optique ni l'insertion du nouvel objectif,
- doivent être refroidies à eau pour ne pas chauffer l'expérience,

- doivent permettre un changement rapide du champ magnétique (typiquement de l'ordre de 0.3 ms contre 15 ms pour les anciennes bobines),
- et doivent être moulées dans de la résine pour ne pas produire de courants de Foucault.

La modélisation sous SolidWorks de la nouvelle expérience est présentée Figure 6.1. Nous l'avons rendu la plus compacte possible.

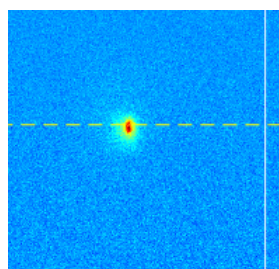


FIGURE 6.2 – Image du premier condensat de Bose-Einstein produit par la nouvelle manip.

Cette nouvelle installation nous offre donc une meilleure imagerie, un meilleur contrôle des champs magnétiques et la possibilité de faire varier ces champs plus rapidement. Ce travail étant toujours en cours, je n'en ai pas parlé dans ce manuscrit, mais ce nouveau setup sera décrit en détail dans la thèse de Guillaume BERTHET. Nous avons tout de même obtenu très récemment des résultats prometteurs avec la production de notre premier condensat dans cette nouvelle enceinte (voir Figure 6.2). Bien joué Guillaume!

Perspectives

Ce nouveau système expérimental offre de belles perspectives. En formant des solitons de 10 ou 100 atomes, avec une valeur du potentiel chimique légèrement supérieure (Gertjerenken, 2013; Gertjerenken et al., 2016; Jo et al., 2007; Medley et al., 2014; Veretenov et al., 2007), nous devrions entrer dans ce fameux régime quantique, dans lequel l'équation de Gross-Pitaevskii n'est plus valable, et observer des superpositions quantiques mésoscopiques du soliton se comportant comme une particule quantique géante. De tels états seraient intéressants pour des expériences d'interférométries au delà de la limite quantique standard (Helm et al., 2014). A noter de plus que, dans ce régime quantique, on s'attend à ce que le soliton soit localisé au sens d'Anderson (Sacha et al., 2009). Une autre direction intéressante serait d'étudier d'autres systèmes auto-piégeant, par exemple des gouttelettes quantiques de potassium 39 qui se formeraient grâce à une compétition entre des interactions à deux corps de type champ-moyen attractives et des interactions à trois corps répulsives (Petrov, 2014, 2015; Petrov and Astrakharchik, 2016). De telles gouttelettes ont

récemment été observées dans des condensats dipolaires (Cheiney et al., 2018; Chomaz et al., 2016; Ferrier-Barbut et al., 2016; Kadau et al., 2016; Semeghini et al., 2018). Nous pourrions étendre ces travaux à 1D. A cette dimension, les rôles respectifs des termes champ-moyen et des fluctuations quantiques s'inversent.

Publications

Production of strongly bound ^{39}K bright solitons

S. Lepoutre, L. Fouché, A. Boissé, G. Berthet, G. Salomon, A. Aspect, and T. Bourdel

Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, University Paris-Sud, 2, Avenue Augustin Fresnel, 91127 PALAISEAU Cedex, France

(Received 6 September 2016; published 28 November 2016)

We report on the production of ^{39}K matter-wave bright solitons, i.e., one-dimensional matter waves that propagate without dispersion thanks to attractive interactions. The volume of the soliton is studied as a function of the scattering length through three-body losses, revealing peak densities as high as $\sim 5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Our solitons, close to the collapse threshold, are strongly bound and will find applications in fundamental physics and atom interferometry.

DOI: [10.1103/PhysRevA.94.053626](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.94.053626)

Solitons are one-dimensional wave packets that propagate with neither change of shape nor loss of energy. They are a consequence of nonlinearities that balance wave-packet spreading due to dispersion. They appear in numerous physical systems such as water waves, optical fibers, plasmas, acoustic waves, or even energy propagation along proteins [1]. Solitons are also observed in ultracold quantum gases [2–6]. In this context, matter-wave bright solitons are Bose-Einstein condensates that remain bound thanks to mean-field attractive interactions in a one-dimensional geometry [2,3].

Matter-wave bright solitons are predicted to be a great tool to locally probe rapidly varying forces, for example, close to a surface [7,8], or probe (surface) bound states [7,9], which do not appear in linear scattering. For example, the small size of bright solitons has been used in the measurement of quantum reflection from a barrier [10,11]. Because of their dispersion-free propagation, bright solitons are also believed to be good candidates for performing very-long-time atom interferometry measurements [12], although interactions may cause additional phase shifts [13–16]. Recently, an experiment demonstrated an increased visibility for a soliton atomic interferometer as compared to its noninteracting counterpart [17]. The interactions in solitons can also lead to squeezed or entangled states, which could improve the sensitivity of interferometric measurements beyond the shot noise limit [18–24]. In some cases, the formation of mesoscopic Schrödinger cat states or NOON states is predicted [25–27]. A problem in using these states is losses, such as three-body collisions, which are an intrinsic source of decoherence. They can also induce unusual soliton center-of-mass dynamics [28].

Experiments producing and studying matter-wave bright solitons, despite their interest in both applied and fundamental physics, have remained scarce. In fact, only two elements have been turned into bright solitons, ^7Li [2,3,29,30] and ^{85}Rb [10,31]. In this paper, we describe the production of ^{39}K solitons in the $|F=1, m_F=-1\rangle$ state using the Feshbach resonance at 561 G [32] and its associated zero crossing of the scattering length at 504.4 G (see Fig. 1). We have optimized the setup in order to produce strongly bound solitons, i.e., solitons with a large negative interaction energy. We thus produce very dense solitons close to the threshold for collapse [2,3]. We observe significant three-body losses with peak density up to $5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$. We study the three-body loss rate as a function of the scattering length a on both sides of the zero crossing. The

observed strong variations of loss rates are well explained by a simple mean-field model that predicts variations of the size of the condensates or solitons and assumes a constant three-body loss coefficient K_3 , yielding $K_3 = 1.5(6) \times 10^{-41} \text{ m}^6 \text{ s}^{-1}$. We are able to reach a regime where the interaction energy of the soliton exceeds its center-of-mass kinetic energy, and where the atoms are predicted to behave collectively in scattering [18,33–37].

The creation of potassium bright solitons is based on the all-optical production of ^{39}K Bose-Einstein condensates [38]. A crucial ingredient allowing an efficient direct loading of the optical trap is the gray molasses cooling of potassium [39,40]. Evaporative cooling is performed at 550 G, in the wing of the Feshbach resonance, where the scattering length is $130 a_0$ with a_0 the Bohr radius (see Fig. 1). The final trap is a far-off resonance optical dipole trap made from two horizontal crossing beams. The first one at 1064 nm with a waist of $48.5 \mu\text{m}$ (radius at $1/e^2$) permits a strong radial confinement while the second one at 1550 nm with a waist of $150 \mu\text{m}$ is used to provide a weak longitudinal confinement (44 Hz). The final evaporation is performed by lowering the power of the 1064-nm beam down to 56 mW such that the most energetic atoms fall under gravity. We obtain almost pure condensates with up to 4×10^4 atoms. The radial trap is then recompressed up to a power of 117 mW to form an elongated trap, whose frequencies are measured through parametric oscillations to be $195 \times 195 \times 44 \text{ Hz}$.

The final step to produce solitons consists of modifying the scattering length by changing the magnetic field value. This is done in two steps, first to 507 G in 150 ms approaching the zero crossing from the positive side and then to 501.3 G in 400 ms, where the scattering length $a = -1.5(2) a_0$ is then negative (see Fig. 1). The condensate then shrinks and forms the solitons. The ramp times are relatively long compared to the inverse of the longitudinal trapping frequency, preventing the condensate from being excited. Figure 2 shows the propagation of solitons in the 1064-nm optical trap, when the longitudinal confining beam is switched off. The longitudinal potential has been characterized in detail. It has an antitrapping curvature ($i \times 1.9 \text{ Hz}$), which mainly originates from the bias magnetic field curvature. The acceleration at the release point can be varied at will by introducing a weak magnetic field gradient along the trapping beam with an auxiliary coil. In Fig. 2, we observe the characteristic absence of dispersion for the solitons during the 250-ms propagation time. Their center of mass is

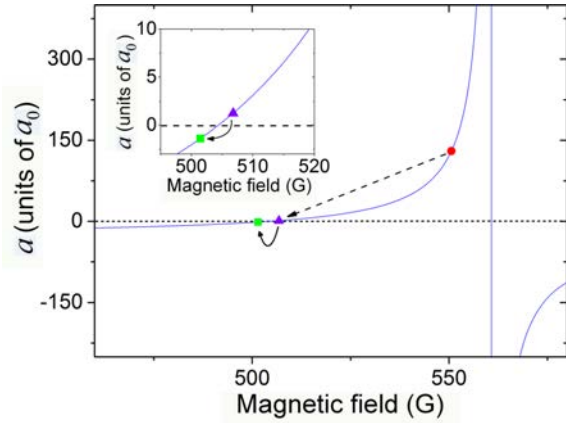


FIG. 1. Scattering length as a function of the magnetic field for ^{39}K in the $|F = 1, m_F = -1\rangle$ state [32]. Inset: Zoom around the zero crossing of the scattering length. The evaporation to Bose-Einstein condensation takes place at 550 G (red bullet). The magnetic field is then ramped in two steps to 507 G (violet triangle) and then to 501.3 G (green square), where the scattering length is $-1.5 a_0$, in order to produce bright solitons.

moving by about 1 mm along an hyperbolic trajectory because of a 5-mm s^{-2} acceleration at the release point.

Images are taken by fluorescence imaging after the following sequence. The optical trap is first switched off abruptly. After 7 ms of expansion, the magnetic field is switched off. At this time, the gas is already in a ballistic regime and is sufficiently diluted to avoid losses while crossing the lower field Feshbach resonances. An additional delay of 15 ms permits the eddy currents to damp. The four horizontal beams from the magneto-optical trap cooling laser, tuned to be on resonance with the optical transitions, are then shined on the atoms and their fluorescence signal is collected from above during $100\text{ }\mu\text{s}$ and recorded with an EMCCD camera (Andor iXon). The duration of the imaging pulse is chosen to optimize the signal without introducing high blurring. The overall resolution is then $15\text{ }\mu\text{m}$, which exceeds the *in situ* micrometer size of solitons as well as their size after 22-ms expansion. Over the 250 ms of propagation, the longitudinal sizes of the solitons are given by this resolution limit.

The initial atom number in our solitons is typically 6×10^3 , a number which is well below the initial condensate atom

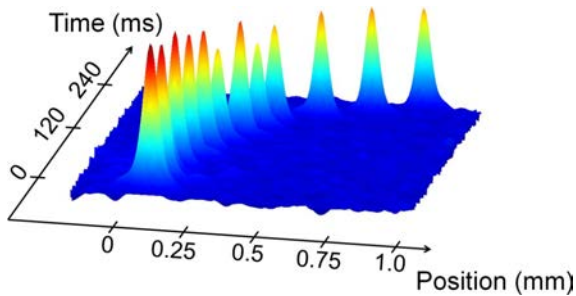


FIG. 2. Density profiles of solitons as a function of time. Images are separated by 20 ms and stack vertically. The acceleration at the release point is 5 mm s^{-2} .

number [41]. Actually, the atom number also decreases by an additional 25% during the 250-ms propagation time. This is a consequence of three-body losses whose rate increases with the density when the scattering length is reduced toward zero or negative values, and which will be studied in more details below. Note that such important three-body losses lead to a stabilization of the atom number in the solitons and we see no significant difference in soliton atom number when the initial atom number is decreased by a factor of two.

The calibration of the scattering lengths is based on the measurement of the longitudinal expansion of a condensate when varying the current flowing through the Feshbach field coils. In practice, the zero crossing of the scattering length is spotted when the longitudinal expansion of the gas corresponds to the one of a condensate, interacting solely via the dipole-dipole interaction (whose effect is small although non-negligible in our case) [42]. We then rely on the scattering model from [32], to deduce all magnetic field values and their corresponding scattering length. The scattering lengths are calibrated with an accuracy of $0.2 a_0$ in the region of interest, i.e., close to the zero crossing.

We observe the nondispersive propagation of solitons only in a relatively narrow region of scattering lengths. For $a \geq -0.9(2) a_0$, the condensate expands because of the initial confinement energy. For $a \leq -2.15(20) a_0$, we observe a collapse. With about 4.5×10^3 atoms this corresponds to a value of the parameter $N|a|/\sigma_\rho = 0.45(10)$, where $\sigma_\rho = \sqrt{\hbar/m\omega_\perp}$ is the radial harmonic oscillator length. Theoretically, the limit of stability is $N|a|/\sigma_\rho = 0.627$ in the absence of longitudinal confining potential [43]. Our observed slightly smaller value can be explained by important three-body losses during the formation of the soliton and prior to its observation close to the collapse (see below). Note that when we encounter a collapse, we observe the disappearance of all condensed atoms. This is in contrast with recent experiments done in three-dimensional Bose gases trapped in a box potential [44].

We now study the losses as a function of the magnetic field or equivalently as a function of the scattering length. We focus our study in the region where the scattering length is varied from $24 a_0$ to $-2 a_0$. For a fixed value of the magnetic field, we observe the decrease of the atom number as a function of a waiting time at the end of the preparation sequence. A typical decay curve is plotted in Fig. 3. We intentionally stop our analysis after 3 s, such that most atoms remain in the condensate and not to be confused by thermal atoms. On this time scale, it is difficult to discriminate the nature of losses. We have measured a 30-s one-body decay time, and such losses are negligible. As we are not in the absolute ground state, two-body relaxations are energetically allowed. Nevertheless, they do not conserve the total spin and require dipole-dipole interaction. Their rate is thus expected to be small as compared to the three-body loss rate [45]. The atom decay curves are thus experimentally fitted using the loss equation

$$\dot{N} = -\beta N^3 \quad (1)$$

with constant β . We observe in Fig. 4 that the fitted β coefficient strongly varies as a function of the dimensionless parameter $N|a|/\sigma_\rho$. As we explore only a small region in the magnetic field, the variation of the loss rate is not likely to be a consequence of a variation of the loss rate coefficient K_3 but

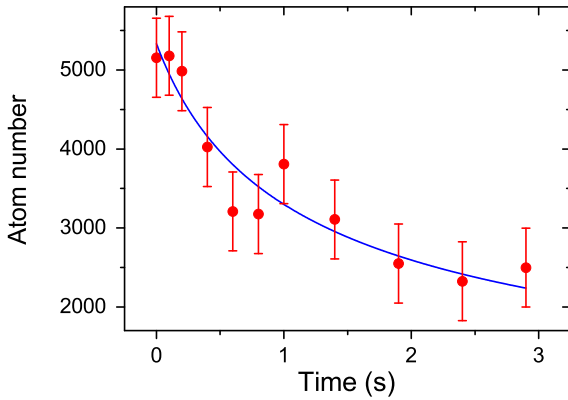


FIG. 3. Three-body loss curve as a function of time at 502.8 G corresponding to $a = -0.8 a_0$. The solid line corresponds to the fit using Eq. (1). The error bars are rms shot-to-shot variations.

rather a consequence of the variation of the effective volume of the condensate, and thus of the density, when changing the interaction parameters [45]. An increase by a factor of 30 in β , as shown in Fig. 4, corresponds to an increase by a factor of 5.5 in the density, for a constant loss rate coefficient. The effective volume of the condensate continues to decrease when the scattering is tuned from zero to negative values, as expected for a soliton.

Our experimental measurements of the three-body coefficients can be compared to the expectations from the mean-field theory. In practice, we use a cylindrical Gaussian ansatz wave function, which is known to give a good estimate of the density profile [16] all the way from positive to negative scattering lengths:

$$\psi(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}\sigma_r} \exp(-r^2/4\sigma_r^2) \frac{1}{(2\pi)^{1/4}\sigma_z^{1/2}} \times \exp(-z^2/4\sigma_z^2). \quad (2)$$

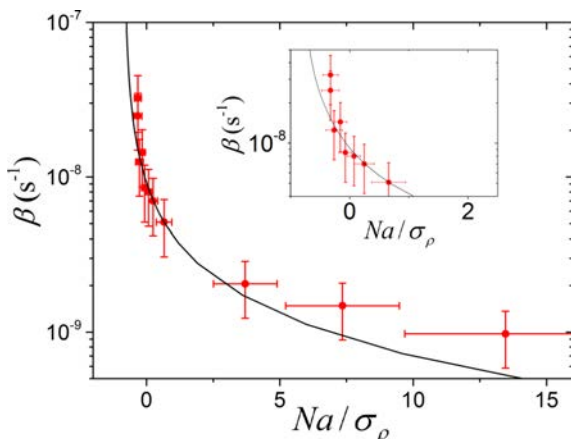


FIG. 4. Three-body loss rate coefficient β as a function of the dimensionless parameter Na/σ_ρ . The solid line corresponds to the variational theory described in the text. Inset: Zoom on the zero-crossing region. The error bars along both axis include the systematic uncertainty on the calibration of the atom number.

The rms sizes σ_r and σ_z are variational parameters that we use to minimize the Gross-Pitaevskii energy functional as a function of the interaction parameter Na [2,16,43]. An integration over the density profile gives $\beta = K_3/(2\pi)^3/3^{3/2}/\sigma_r^4/\sigma_z^2$, where K_3 is the condensate three-body loss coefficient. In Fig. 4, this simple approximate theory is found to reproduce fairly well the data with a constant value of K_3 , furthermore validating our assumption of a dominant three-body loss mechanism. For the highest values of a , we observe a deviation from the theoretical curve that we attribute to an increase of the three-body coefficient as we move toward the Feshbach resonance. We find $K_3 = 1.5(6) \times 10^{-41} \text{ m}^6 \text{ s}^{-1}$ in the region of the zero crossing where the uncertainty mostly comes from the atom number calibration. This is comparable to the value of $1.3(5) \times 10^{-41} \text{ m}^6 \text{ s}^{-1}$ measured in the absolute ground state of ^{39}K around its zero crossing [46]. Both values have the right order of magnitude for a nonresonant three-body loss coefficient expected from the van der Waals coefficient of potassium [45]. Comparisons with ^7Li and ^{85}Rb solitons are difficult as the loss rates close to the zero crossings are not well documented.

In the case of the densest solitons, obtained at the lowest values of a , we can infer a high peak density of $\sim 5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$. This corresponds to an interaction energy per particle of 30 Hz in the Gross-Pitaevskii energy functional [2,16,43]. This value can be compared to the center-of-mass kinetic energy in our soliton. Experimentally, we measure a shot-to-shot fluctuation of the position of the solitons after a propagation time of 200 ms, corresponding to an rms initial velocity fluctuation of 0.15 mm s^{-1} . This fluctuation probably originates from residual dipole oscillation in the trap. Such a velocity corresponds to a kinetic energy per atom of about 1 Hz. We can thus produce solitons in the interesting situation where the interaction energy of the soliton dominates over its kinetic energy. In this regime, the atoms are expected to behave collectively, for example, in the collision with a potential barrier [18,33–37].

More generally, our work opens another experimental platform to study the matter-wave bright solitons both for fundamental and applied physics. Atom interferometry with solitons is certainly worth investigating. Further studies include the soliton dynamics after a quench of one of the parameters, such as the scattering length [47,48]. Relaxation in such an interacting quantum integrable system with attractive interaction is of particular interest [49–51]. Another interesting direction would be to experimentally produce liquid droplets that are predicted to form in a Bose-Bose mixture because of a compensation between two-body mean-field interaction and repulsive three-body interaction [52] or beyond mean-field corrections [53,54]. A mixture of ^{39}K in two different spin states has been predicted to be especially suited for these studies [52,53]. Similar droplets have recently been observed in dipolar condensates [55–57].

ACKNOWLEDGMENTS

We thank K. Lumer for his experimental contribution. This research has been supported by CNRS, Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche, Direction Générale de l'Armement, ANR-12-BS04-0022-01, Labex

PALM, ERC senior grant Quantatop, Région Ile-de-France in the framework of DIM Nano-K (IFRAF), EU - H2020 research

and innovation program (Grant No. 641122 - QUIC), Triangle de la physique.

-
- [1] B. Malomed, in *Encyclopedia of Nonlinear Science*, edited by A. Scott (Routledge, New York, 2005), pp. 639–643.
 - [2] L. Khaykovich, F. Schreck, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles, L. D. Carr, Y. Castin, and C. Salomon, *Science* **296**, 1290 (2002).
 - [3] K. E. Strecker, G. B. Partridge, A. G. Truscott, and R. G. Hulet, *Nature (London)* **417**, 150 (2002).
 - [4] S. Burger, K. Bongs, S. Dettmer, W. Ertmer, K. Sengstock, A. Sanpera, G. V. Shlyapnikov, and M. Lewenstein, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5198 (1999).
 - [5] J. Denschlag, J. E. Simsarian, D. L. Feder, C. W. Clark, L. A. Collins, J. Cubizolles, L. Deng, E. W. Hagley, K. Helmerson, W. P. Reinhardt, S. L. Rolston, B. I. Schneider, and W. D. Phillips, *Science* **287**, 97 (2000).
 - [6] B. Eiermann, Th. Anker, M. Albiez, M. Taglieber, P. Treutlein, K.-P. Marzlin, and M. K. Oberthaler, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 230401 (2004).
 - [7] T. Ernst and J. Brand, *Phys. Rev. A* **81**, 033614 (2010).
 - [8] S. L. Cornish, N. G. Parker, A. M. Martin, T. E. Judd, R. G. Scott, T. M. Fromhold, and C. S. Adams, *Phys. D (Amsterdam, Neth.)* **238**, 1299 (2009).
 - [9] F. Damon, B. Georgeot, and D. Guéry-Odelin, *EPL* **115**, 20010 (2016).
 - [10] A. L. Marchant, T. P. Billam, T. P. Wiles, M. M. H. Yu, S. A. Gardiner, and S. L. Cornish, *Nat. Commun.* **4**, 1865 (2013).
 - [11] A. L. Marchant, T. P. Billam, M. M. H. Yu, A. Rakonjac, J. L. Helm, J. Polo, C. Weiss, S. A. Gardiner, and S. L. Cornish, *Phys. Rev. A* **93**, 021604(R) (2016).
 - [12] A. D. Cronin, J. Schmiedmayer, and D. E. Pritchard, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1051 (2009).
 - [13] J. L. Helm, S. L. Cornish, and S. A. Gardiner, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 134101 (2015).
 - [14] A. D. Martin and J. Ruostekoski, *New J. Phys.* **14**, 043040 (2012).
 - [15] J. Polo and V. Ahufinger, *Phys. Rev. A* **88**, 053628 (2013).
 - [16] T. P. Billam, A. L. Marchant, S. L. Cornish, S. A. Gardiner, and N. G. Parker, in *Spontaneous Symmetry Breaking, Self-Trapping, and Josephson Oscillations*, edited by Boris Malomed (Springer, Berlin, 2013).
 - [17] G. D. McDonald, C. C. N. Kuhn, K. S. Hardman, S. Bennetts, P. J. Everitt, P. A. Altin, J. E. Debs, and J. D. Close, and N. P. Robins, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 013002 (2014).
 - [18] J. L. Helm, S. J. Rooney, C. Weiss, and S. A. Gardiner, *Phys. Rev. A* **89**, 033610 (2014).
 - [19] B. Gertjerenken, *Phys. Rev. A* **88**, 053623 (2013).
 - [20] M. Kasevich, first NASA Quantum Future Technologies conference (2012), <http://quantum.nasa.gov/materials/2012-01-18-B1-Kasevich.pdf>.
 - [21] C. Lee, J. H. Huang, H. M. Deng, H. Dai, and J. Xu, *Front. Phys.* **7**, 109 (2012).
 - [22] N. Veretenov, Y. Rozhdestvensky, N. Rosanov, V. Smirnov, and S. Fedorov, *Eur. Phys. J. D* **42**, 455 (2007).
 - [23] G.-B. Jo, Y. Shin, S. Will, T. A. Pasquini, M. Saba, W. Ketterle, D. E. Pritchard, M. Vengalattore, and M. Prentiss, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 030407 (2007).
 - [24] B. Gertjerenken, T. P. Wiles, and C. Weiss, [arXiv:1508.00656](https://arxiv.org/abs/1508.00656) (unpublished).
 - [25] C. Weiss and Y. Castin, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 010403 (2009).
 - [26] A. I. Streltsov, O. E. Alon, and L. S. Cederbaum, *Phys. Rev. A* **80**, 043616 (2009).
 - [27] A. I. Streltsov, O. E. Alon, and L. S. Cederbaum, *J. Phys. B* **42**, 091004 (2009).
 - [28] C. Weiss, S. A. Gardiner, and H.-P. Breuer, *Phys. Rev. A* **91**, 063616 (2015).
 - [29] P. Medley, M. A. Minar, N. C. Cizek, D. Berryrieser, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 060401 (2014).
 - [30] J. H. V. Nguyen, P. Dyke, D. Luo, B. Malomed, and R. G. Hulet, *Nat. Phys.* **10**, 918 (2014).
 - [31] S. L. Cornish, S. T. Thompson, and C. E. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 170401 (2006).
 - [32] C. D’Errico, M. Zaccanti, M. Fattori, G. Roati, M. Inguscio, G. Modugno, and A. Simoni, *New J. Phys.* **9**, 223 (2007).
 - [33] B. Gertjerenken, T. P. Billam, L. Khaykovich, and C. Weiss, *Phys. Rev. A* **86**, 033608 (2012).
 - [34] C. Lee and J. Brand, *Europhys. Lett.* **73**, 321 (2006).
 - [35] S. D. Hansen, N. Nygaard, and K. Mølmer, [arXiv:1210.1681](https://arxiv.org/abs/1210.1681) (unpublished).
 - [36] J. L. Helm, T. P. Billam, and S. A. Gardiner, *Phys. Rev. A* **85**, 053621 (2012).
 - [37] J. Cuevas-Maraver, P. G. Kevrekidis, B. A. Malomed, P. Dyke, and R. G. Hulet, *New J. Phys.* **15**, 063006 (2013).
 - [38] G. Salomon, L. Fouché, S. Lepoutre, A. Aspect, and T. Bourdel, *Phys. Rev. A* **90**, 033405 (2014).
 - [39] G. Salomon, L. Fouché, P. Wang, A. Aspect, P. Bouyer, and T. Bourdel, *EPL* **104**, 63002 (2014).
 - [40] D. Nath, R. K. Easwaran, G. Rajalakshmi, and C. S. Unnikrishnan, *Phys. Rev. A* **88**, 053407 (2013).
 - [41] The atom number is calibrated through the observation of the condensation threshold in a noninteracting gas, with a 15% accuracy.
 - [42] T. Lahaye, C. Menotti, L. Santos, M. Lewenstein, and T. Pfau, *Rep. Prog. Phys.* **72**, 126401 (2009).
 - [43] L. D. Carr and Y. Castin, *Phys. Rev. A* **66**, 063602 (2002).
 - [44] C. Eigen, A. L. Gaunt, A. Suleymanzade, N. Navon, Z. Hadzibabic, and R. P. Smith, [arXiv:1609.00352](https://arxiv.org/abs/1609.00352) (unpublished).
 - [45] Z. Shotan, O. Machtey, S. Kokkelmans, and L. Khaykovich, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 053202 (2014).
 - [46] M. Fattori, C. D’Errico, G. Roati, M. Zaccanti, M. Jona-Lasinio, M. Modugno, M. Inguscio, and G. Modugno, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 080405 (2008).
 - [47] F. Franchini, A. Gromov, M. Kulkarni, and A. Trombettoni, *J. Phys. A: Math. Theor.* **48**, 28FT01 (2015).
 - [48] O. Gamayun and M. Semenyakin, *J. Phys. A: Math. Theor.* **49**, 335201 (2016).

- [49] A. Polkovnikov, K. Sengupta, A. Silva, and M. Vengalattore, [Rev. Mod. Phys.](#) **83**, 863 (2011).
- [50] M. A. Cazalilla, R. Citro, T. Giamarchi, E. Orignac, and M. Rigol, [Rev. Mod. Phys.](#) **83**, 1405 (2011).
- [51] G. Goldstein and N. Andrei, [Phys. Rev. A](#) **90**, 043625 (2014).
- [52] D. S. Petrov, [Phys. Rev. Lett.](#) **112**, 103201 (2014).
- [53] D. S. Petrov, [Phys. Rev. Lett.](#) **115**, 155302 (2015).
- [54] D. S. Petrov and G. E. Astrakharchik, [Phys. Rev. Lett.](#) **117**, 100401 (2016).
- [55] H. Kadau, M. Schmitt, M. Wenzel, C. Wink, T. Maier, I. Ferrier-Barbut, and T. Pfau, [Nature \(London\)](#) **530**, 194 (2016).
- [56] I. Ferrier-Barbut, H. Kadau, M. Schmitt, M. Wenzel, and T. Pfau, [Phys. Rev. Lett.](#) **116**, 215301 (2016).
- [57] L. Chomaz, S. Baier, D. Petter, M. J. Mark, F. Wächtler, L. Santos, and F. Ferlaino, [arXiv:1607.06613](#) (unpublished).

Nonlinear scattering of atomic bright solitons in disorder

A. BOISSÉ, G. BERTHET, L. FOUCHÉ, G. SALOMON, A. ASPECT, S. LEPOUTRE and T. BOURDEL

Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud - 2, Avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau Cedex, France

received on 9 February 2017; accepted by B. A. van Tiggelen on 13 February 2017
published online 23 February 2017

PACS 03.75.Lm – Tunneling, Josephson effect, Bose-Einstein condensates in periodic potentials, solitons, vortices, and topological excitations

PACS 05.45.Yv – Solitons

PACS 67.85.-d – Ultracold gases, trapped gases

Abstract – We observe nonlinear scattering of ^{39}K atomic bright solitons launched in a one-dimensional (1D) speckle disorder. We directly compare it with the scattering of non-interacting particles in the same disorder. The atoms in the soliton tend to be collectively either reflected or transmitted, in contrast with the behavior of independent particles in the single-scattering regime, thus demonstrating a clear nonlinear effect in scattering. The observed strong fluctuations in the reflected fraction, between zero and 100%, are interpreted as a consequence of the strong sensitivity of the system to the experimental conditions and in particular to the soliton velocity. This behavior is reproduced in a mean-field framework by Gross-Pitaevskii simulations, and mesoscopic quantum superpositions of the soliton being fully reflected and fully transmitted are not expected for our parameters. We discuss the conditions for observing such superpositions, which would find applications in atom interferometry beyond the standard quantum limit.

 Copyright © EPLA, 2017

Introduction. – The physics of transport of particles in disorder is associated with different scenarios. In the absence of interaction, the simplest description is based on diffusion [1], but the coherence of the matter waves describing the particles can play a role, as in the phenomena of coherent backscattering [2–4] and Anderson localization [5–14]. However, in many physical systems, interactions cannot be ignored. In condensed-matter physics, interactions between electrons can strongly affect electric conductivity [15] and in optics, high-intensity light induces a nonlinear response of dielectrics, leading, for instance, to the optical Kerr effect, and thus spatial and/or temporal fluctuations of the index of refraction. Understanding the interplay between disorder and interactions in the transport of quantum particles is thus an important challenge.

In a mean-field approach, one can use nonlinear wave equations in disordered media [16,17] in order to describe experimental observations of the competition between a weak nonlinearity and localization, in optics [18,19] or in ultra-cold quantum gases [20]. Beyond the mean-field approximation, many-body localization phenomena, leading to non-ergodic behavior, are predicted [21,22]. In this context, several problems of transport of interacting quantum gases in disorder have been studied [23–33]. We report here on a new phenomenon of nonlinear transport of quantum

particles: nonlinear scattering of atomic bright solitons in an optical disorder.

A soliton is a stable non-spreading wave packet, solution of a nonlinear wave equation, where a strong nonlinearity compensates dispersion. Solitons are ubiquitous in nonlinear wave physics [34,35]. Their propagation in a disordered medium is intriguing since the effect of the nonlinearity cannot be treated as a small perturbation of the non-interacting problem [36]. An atomic bright soliton is a 1D Bose-Einstein condensate of atoms with attractive interactions [37,38]. At the mean-field level, it is described by the Gross-Pitaevskii equation, which is identical to the so-called “nonlinear Schrödinger equation” used to describe the 1D propagation of light in Kerr media. This approach has been used to numerically study soliton nonlinear scattering on a narrow barrier [39–44]. Qualitatively similar results for a 1D disordered potential in the single-scattering regime can be expected. Experimentally, atomic bright soliton scattering has only been studied in the regime of negligible interaction energy, where the behavior resembles the one of non-interacting particles [45–47].

In this paper, we report the observation of nonlinear scattering of an atomic bright soliton in the regime where the interaction energy is of the order of the center-of-mass

kinetic energy [48]. As the experiment is repeated, we find that the atoms tend to be collectively either reflected or transmitted. More precisely, the histogram of the reflected fraction shows two distinct peaks at low (close to 0) and high (close to 1) reflected fractions, in contrast with the observed bell-shaped histogram for non-interacting particles in the single-scattering regime. This behavior is a signature of the nonlinear behavior of solitons in scattering. We find that Gross-Pitaevskii simulations are sufficient to account for our observed double-peaked histogram, because of their strong sensitivity to small fluctuations of the experimental parameters and in particular to the soliton velocity. We argue, however, that mesoscopic quantum superpositions of all atoms being reflected *and* all atoms being transmitted [49–51], could be observable in similar conditions provided that the number of atoms is significantly reduced.

Methods. – Our experiment starts with a ^{39}K condensate in the $|F = 1, m_F = -1\rangle$ state, produced by evaporative cooling in an optical trap [52] close to the 561 G Feshbach resonance [53]. A soliton, containing $N = 5500(800)$ atoms, is then created by ramping the magnetic field close to the scattering length zero crossing at 504.4 G [48,53]. The atoms then have a negative mean-field interaction energy, which binds them together. The elongated trap is made of two horizontal far-detuned optical beams (at 1064 nm and 1550 nm), and it has identical radial frequencies of $\omega_{\perp}/2\pi = 195$ Hz and a longitudinal frequency of $\omega_z/2\pi = 44$ Hz.

The soliton scattering in a 1D disordered potential is studied through the measurement of the reflected fraction of the cloud sent with a low velocity in a far off resonance speckle field. The sequence is the following (see fig. 1). The longitudinal (along z) confinement is suddenly removed and the soliton starts to propagate along z in a 1D tube. We control the initial longitudinal acceleration through the addition of a small magnetic-field gradient. The latter is subsequently ramped down between 10 ms and 40 ms after trap release such that the acceleration then vanishes (see footnote ¹). We choose the initial acceleration in order to reach a velocity of either $v_0 = 0.51(16) \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ or $v_0 = 0.90(20) \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, corresponding to a center-of-mass kinetic energy per particle $E_{\text{kin}}/h = mv_0^2/2h = 13(8) \text{ Hz}$ or $40(17) \text{ Hz}$, where m is the atomic mass and h the Planck constant. The fluctuations of the initial velocity exceed, by a factor ~ 25 , those associated with the quantum fluctuations of the soliton center of mass in the ground state of the initial trap. They are due to uncontrolled and undamped residual dipole oscillations in the initial trap.

A 1D disorder potential is then turned on for 50 ms and the atoms are partially scattered or reflected, since we are in a 1D situation. After a waiting time of 150 ms,

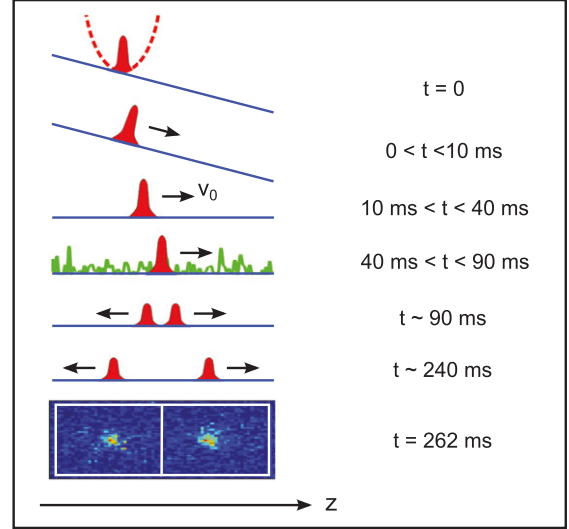


Fig. 1: (Color online) Schematic of the experimental sequence. A soliton is launched into a 1D waveguide along z (continuous blue line) from a longitudinal trap (dotted red line). The soliton is first accelerated to a controlled velocity v_0 before a 1D speckle at 532 nm (green curve) is shone on the atoms for 50 ms. The reflected and transmitted parts are finally separated and observed after an additional 150 ms wait time, when an image of the density distribution is taken.

the transmitted and reflected components are well separated, and the radial trap is switched off. Each cloud expands for another 22 ms, and the separated components are observed (fig. 1) by resonant fluorescence imaging as presented in [48]. The atom numbers in each component are directly obtained (within a multiplying constant) by integration over two zones corresponding to positive and negative velocities (see fig. 1), whereas the background is estimated from neighboring zones. We thus have a measurement that is independent of any assumption on the cloud shapes. The accuracy of atom number detection permits us to determine the reflected fraction with a 10% accuracy for each individual run.

The disorder is created from a laser speckle at 532 nm, which yields a repulsive conservative potential for the atoms [54]. The laser beam, propagating perpendicularly to z , passes through a diffusing plate and is focused on the atoms. Its cross-section intensity distribution on the diffusing plate is elliptical, with the long axis along z and the short axis perpendicular to z . The speckle pattern shone on the atoms has an intensity autocorrelation function whose widths along these two directions are, respectively, $\sigma_z = 0.38 \mu\text{m}$, and $2.4 \mu\text{m}$ (half-width at $1/\sqrt{e}$). Along the propagation axis of the laser beam, this autocorrelation width is $10 \mu\text{m}$. The two correlation lengths perpendicular to z exceed the r.m.s. radial size of the cloud given by the ground-state extension of the harmonic oscillator $\sqrt{\hbar/4\pi m \omega_{\perp}} = 0.8 \mu\text{m}$. The disordered potential is thus one-dimensional for the atoms moving along z . The disorder correlation width $\sigma_z = 0.38 \mu\text{m}$ corresponds to

¹In practice, we have an additional residual anti-trapping curvature of frequency $i \times 1.9 \text{ Hz}$ [48], which only plays a role on long time scales and that we take into account in the analysis.

$k\sigma_z = 0.12(4)$ and $k\sigma_z = 0.21(5)$, where $k = 2\pi mv_0/h$ is the k -vector of the de Broglie wave of an individual atom moving at the velocity v_0 of our two sets of data. Consequently, individual atoms experience quantum scattering (quantum tunneling and quantum reflection) in this disorder [6,10]. Scattering experiments with non-interacting atoms at various velocities and disorder amplitudes allow us to calibrate the speckle amplitude (see supplementary material [Supplementarymaterial.pdf](#)). For the study reported in this paper, we use $V_R/h = 13.5(2.0)$ Hz, where V_R is the mean value of the exponential probability distribution of the potential due to the laser speckle (V_R is equal to both its average and r.m.s. value). The probability for a single atom to be reflected during its interaction with the speckle is typically $\sim 35\%$ and we work in the single-scattering regime.

Results. – The measurements of the reflected fractions are performed for solitons and for non-interacting clouds. For a scattering length $a = -2.0(2)a_0$ (a_0 is the Bohr radius), a strongly bound soliton is formed, close to the collapse threshold [48,55]. An approximate value of the chemical potential can be obtained based on the 1D formula: $\mu_{1D}/h = -\frac{1}{2}m\omega_z^2 N^2 a^2/h = -25(12)$ Hz. This value is comparable to the center-of-mass kinetic energy per particle and we expect an effect of the interactions in the scattering process. On the contrary, for $a = -0.9(2)a_0$, the interaction energy is barely sufficient to hold the atoms together after the trap release and the cloud is observed to slowly spread at long time. Choosing such a value of the scattering length permits to avoid the spread in velocity that would be given by $\sqrt{\hbar\omega_z/4\pi m} = 0.47 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ for a non-interacting condensate. Regarding the scattering in the disorder, in this case, the atoms can be considered as non-interacting.

For each set of parameters, we repeat the scattering experiment several times. In similar experimental conditions, the measured reflected fractions fluctuate between 0 and 100%, as reported in the histograms of the reflected fractions (fig. 2). At $E_{\text{kin}}/h = 13(8)$ Hz (fig. 2(a)), the histogram shows two distinct peaks centered around reflected fractions of ~ 0.2 and ~ 0.85 . Moreover, the soliton rarely splits into two equal reflected and transmitted parts. This histogram thus shows a tendency for the atoms to be collectively either reflected or transmitted. This is in contrast with the observed behavior for non-interacting clouds at the same kinetic energy (fig. 2(c)): the histogram then exhibits a single broad peak around a reflected fraction of ~ 0.35 . This observed striking difference between interacting and non-interacting situations is a clear indication of an effect of the nonlinearity in the scattering of bright solitons.

We now compare those findings with experiments performed at a larger center-of-mass kinetic energy $E_{\text{kin}}/h = 40(17)$ Hz (fig. 2(b) and fig. 2(d)). We find that the double-peak feature in the histogram obtained with solitons tends to disappear (fig. 2(b)). These additional results show that

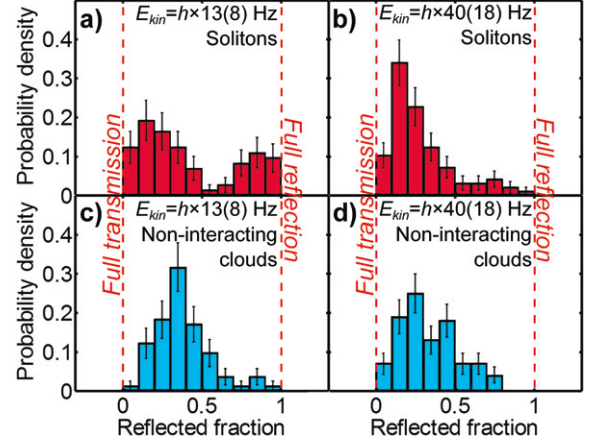


Fig. 2: (Color online) Histograms of the experimentally measured reflected fractions of solitons ((a) and (b) in red) and non-interacting atoms ((c) and (d) in blue). The double-peak structure in (a) is a clear signature of nonlinear scattering. The chemical potentials of solitons in (a) and (b) are estimated to be $\mu_{1D}/h = -25(12)$ Hz. The center-of-mass kinetic energies are $E_{\text{kin}}/h = 13(8)$ Hz in (a) and (c) and $E_{\text{kin}}/h = 40(17)$ Hz in (b) and (d). The error bars are given by $\sqrt{N_b}$, where N_b is the number of events in each bin. The number of repetitions per histogram is ~ 90 .

the ratio $\alpha = -\mu/E_{\text{kin}}$ is an important parameter, comparing the chemical potential to the kinetic energy. Its value is, respectively, $\alpha \sim 2$ and $\alpha \sim 0.6$ in fig. 2(a) and (b). In our experiment, the nonlinear behavior is thus observed to set in for α of the order of 1. Note that when $\alpha > 4$, it becomes energetically forbidden to split the soliton into two equal parts [41,44].

In order to interpret our results more quantitatively, we compare them with numerical simulations of the 1D Gross-Pitaevskii equation. For each given set of parameters we find a unique value of the reflected fraction, and in order to compare to our histograms, we repeat the simulations taking into account the fluctuations in velocities and speckle amplitudes corresponding to the ones in the experiments. Moreover, we also sample over different speckle realizations, although we keep the same speckle pattern in the experiment (see the discussion below). The simulated histograms (see fig. 3) are similar to the experimental ones for non-interacting atoms and for solitons with a chemical potential $\mu/h = -35$ Hz. A good match with the experimental data is obtained in the range $-27 \text{ Hz} > \mu/h > -43 \text{ Hz}$. Such a chemical potential is in agreement with the previously estimated experimental value. For more negative values of the chemical potential, the simulation results tend toward full reflection or transmission of the solitons. For less negative values of the chemical potential, the results are close to those expected for non-interacting atoms, consistently with the importance of the ratio $\alpha = -\mu/E_{\text{kin}}$.

One may question the validity of the above comparison, since, experimentally, we do not move the diffusive plate and thus do not change the speckle realization. In fact,

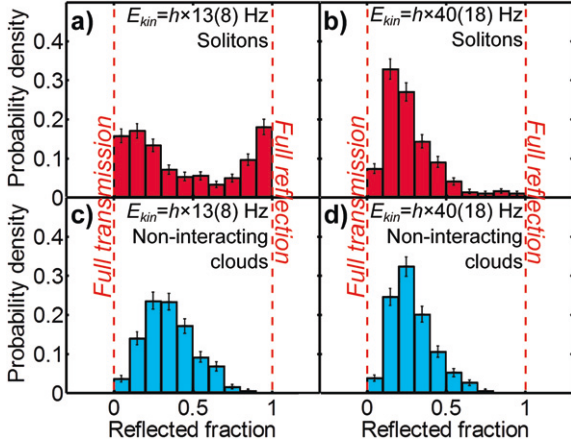


Fig. 3: (Color online) Histograms of the reflected fractions simulated from the 1D Gross-Pitaevskii equation for our parameters and for random disorders. The chemical potential of solitons ((a) and (b)) is adjusted to match the experimental findings to $\mu = -h \times 35$ Hz. The center-of-mass kinetic energies are $E_{\text{kin}}/h = 13(8)$ Hz in (a) and (c) and $E_{\text{kin}}/h = 40(17)$ Hz in (b) and (d). The error bars are given by $\sqrt{N_b}$, where N_b is the number of events in each bin. The number of repetitions per histogram is ~ 500 .

the fluctuations in the initial velocity of the condensate lead also to fluctuations in the region of the disorder explored by the atoms, during the period when the disorder is turned on (fig. 1). We have checked that simulations with variations in the initial velocity and a fixed typical disorder yield a distribution of the reflected fractions similar to the one obtained with different disorders. Moreover, after tens of repetitions of the experimental cycle, thermal drifts of the position of our trapping beam relative to the speckle would correspond to an additional disorder averaging. We conclude that the Gross-Pitaevskii equation is sufficient to simulate our experimental results, provided that we take into account fluctuations of the experimental conditions.

It is nevertheless interesting to consider the possibility that the shot-to-shot variations of the observed reflection coefficient would stem from a mesoscopic quantum superposition of most atoms reflected and most atoms transmitted. Such a beyond mean-field behavior has been theoretically predicted in the case of a quantum reflection of a soliton on a thin barrier, when it is energetically protected from splitting [49–51]. In this case, a key parameter is $Nk\sigma_z$ (where Nk is the soliton k -vector), which governs the scattering of the N -body bound state. A global quantum behavior is expected only for $Nk\sigma_z$ of the order of 1 or below, or equivalently when the de Broglie wavelength of the giant particle is larger than the defect sizes. With our parameters, $Nk\sigma_z \approx 10^3 \gg 1$, the soliton as a whole is expected to behave classically, with either full transmission or full reflection, depending on the relative value of its kinetic energy compared with the highest potential peak in the explored disorder sample. It rules out an

interpretation of our results in terms of mesoscopic quantum superpositions, which should be observable for lower atom numbers.

Conclusion. – In conclusion, we have studied the scattering of bright atomic solitons in a regime where the interaction energy exceeds the center-of-mass kinetic energy, and compared it to the scattering of non-interacting atoms with the same velocity. We identify a nonlinear regime of scattering that is characterized by a tendency for the soliton to be either fully transmitted or reflected, as clearly visible in the histograms of reflected fractions. This behavior is captured in the Gross Pitaevskii mean-field approach, provided that we take into account the strong sensitivity of the nonlinear behavior to the fluctuations of the experimental parameters such as the soliton velocity.

For longer propagation time in the disorder (and possibly slightly higher $\alpha = \mu/E_{\text{kin}}$), we would enter a multiple-scattering regime and should observe the striking situation of a soliton propagating in the disorder without scattering, whereas single atoms at the same velocity would be Anderson localized [6,36] as previously observed with superfluid-helium surface solitons [56]. The soliton is then unaffected by the disorder as a giant classical object. Another interesting possibility would be to replace our static disorder by thermal atoms acting as random moving scatterers. In this case, Brownian motion of the soliton is expected [57,58].

Finally, reducing the atom number in the soliton to 10 or 100 particles, while keeping the same value for the chemical potential [59], would permit one to be in the appropriate regime to observe mesoscopic quantum superpositions of the soliton behaving globally as a giant quantum particle [50]. Such states would be interesting for interferometry beyond the standard quantum limit [44,60–65], and the study of decoherence of these mesoscopic quantum superposition would be especially interesting. Note also that in this quantum regime, Anderson localization of the whole soliton is predicted [66].

This research has been supported by CNRS, Ministère de l’Enseignement Supérieur et de la Recherche, Direction Générale de l’Armement, ANR-12-BS04-0022-01, Labex PALM, ERC senior grant Quantatop, Region Ile-de-France in the framework of DIM Nano-K (IFRAF), EU - H2020 research and innovation program (Grant No. 641122 - QUIC), Triangle de la physique.

REFERENCES

- [1] ROBERT-DE-SAINT-VINCENT M., BRANTUT J.-P., ALLARD B., PLISSON T., PEZZÉ L., SANCHEZ-PALENCIA L., ASPECT A., BOURDEL T. and BOUYER P., *Phys. Rev. Lett.*, **104** (2010) 220602.

- [2] CHERRORET N., KARPIUK T., MÜLLER C. A., GRÉMAUD B. and MINIATURA C., *Phys. Rev. A*, **85** (2012) 011604(R).
- [3] JENDRZEJEWSKI F., MÜLLER K., RICHARD J., DATE A., PLISSON T., BOUYER P., ASPECT A. and JOSSE V., *Phys. Rev. Lett.*, **109** (2012) 195302.
- [4] MÜLLER K., RICHARD J., VOLCHKOV V. V., DENECHAUD V., BOUYER P., ASPECT A. and JOSSE V., *Phys. Rev. Lett.*, **114** (2015) 205301.
- [5] ANDERSON P. W., *Phys. Rev.*, **109** (1958) 1492.
- [6] SANCHEZ-PALENCIA L., CLÉMENT D., LUGAN P., BOUYER P., SHLYAPNIKOV G. V. and ASPECT A., *Phys. Rev. Lett.*, **98** (2007) 210401.
- [7] VAN TIGGELEN B., in *Wave Diffusion in Complex Media*, edited by FOUQUE J. P. (Kluwer, Dordrecht) 1999, pp. 1–60.
- [8] LAGENDIJK A., VAN TIGGELEN B. and WIERSMA D. S., *Phys. Today*, **62**, issue No. 8 (2009) 24.
- [9] CHABÉ J., LEMARIÉ G., GRÉMAUD B., DELANDE D., SZRIFTGISER P. and GARREAU J. C., *Phys. Rev. Lett.*, **101** (2008) 255702.
- [10] BILLY J., JOSSE V., ZUO Z., BERNARD A., HAMBRECHT B., LUGAN P., CLÉMENT D., SANCHEZ-PALENCIA L., BOUYER P. and ASPECT A., *Nature (London)*, **453** (2008) 891.
- [11] ROATI G., D'ERRICO C., FALLANI L., FATTORI M., FORT C., ZACCANTI M., MODUGNO G., MODUGNO M. and INGUSCIO M., *Nature (London)*, **453** (2008) 895.
- [12] KONDOV S. S., MCGEHEE W. R., ZIRBEL J. J. and DEMARCO B., *Science*, **334** (2011) 66.
- [13] JENDRZEJEWSKI F., BERNARD A., MÜLLER K., CHEINET P., JOSSE V., PIRAUD M., PEZZÉ L., SANCHEZ-PALENCIA L., ASPECT A. and BOUYER P., *Nat. Phys.*, **8** (2012) 398.
- [14] MANAI I., CLÉMENT J.-F., CHICIREANU R., HAINAUT C., GARREAU J. C., SZRIFTGISER P. and DELANDE D., *Phys. Rev. Lett.*, **115** (2015) 240603.
- [15] LEE P. A. and RAMAKRISHNAN T. V., *Rev. Mod. Phys.*, **57** (1985) 287.
- [16] FLACH S., in *Nonlinear Optical and Atomic Systems*, edited by BESSE B. and GARREAU J.-C. (Springer) 2014, p. 148 (arXiv:1405.1122).
- [17] CHERRORET N., VERMERSCH B., GARREAU J. C. and DELANDE D., *Phys. Rev. Lett.*, **112** (2014) 170603.
- [18] SCHWARTZ T., BARTAL G., FISHMAN S. and SEGEV M., *Nature*, **446** (2007) 52.
- [19] LAHINI Y., AVIDAN A., POZZI F., SOREL M., MORANDOTTI R., CHRISTODOULIDES D. N. and SILBERBERG Y., *Phys. Rev. Lett.*, **100** (2008) 013906.
- [20] LUCIONI E., DEISSLER B., TANZI L., ROATI G., ZACCANTI M., MODUGNO M., LARCHER M., DALFOVO F., INGUSCIO M. and MODUGNO G., *Phys. Rev. Lett.*, **106** (2011) 230403.
- [21] GIAMARCHI T. and SCHULZ H. J., *Phys. Rev. B*, **37** (1988) 325.
- [22] BASKO D. M., ALEINER I. L. and ALTSHULER B. L., *Ann. Phys.*, **321** (2006) 1126.
- [23] FALLANI L., LYE J. E., GUARRERA V., FORT C. and INGUSCIO M., *Phys. Rev. Lett.*, **98** (2007) 130404.
- [24] CHEN Y. P., HITCHCOCK J., DRIES D., JUNKER M., WELFORD C. and HULET R. G., *Phys. Rev. A*, **77** (2008) 033632.
- [25] WHITE M., PASIENSKI M., MCKAY D., ZHOU S. Q., CEPERLEY D. and DEMARCO B., *Phys. Rev. Lett.*, **102** (2009) 055301.
- [26] DEISSLER B., ZACCANTI M., ROATI G., D'ERRICO C., FATTORI M., MODUGNO M., MODUGNO G. and INGUSCIO M., *Nat. Phys.*, **6** (2010) 354.
- [27] PASIENSKI M., MCKAY D., WHITE M. and DEMARCO B., *Nat. Phys.*, **6** (2010) 677.
- [28] GADWAY B., PERTOT D., REEVES J., VOGT M. and SCHNEBLE D., *Phys. Rev. Lett.*, **107** (2011) 145306.
- [29] ALLARD B., PLISSON T., HOLZMANN M., SALOMON G., ASPECT A., BOUYER P. and BOURDEL T., *Phys. Rev. A*, **85** (2012) 033602.
- [30] KONDOV S. S., MCGEHEE W. R., XU W. and DEMARCO B., *Phys. Rev. Lett.*, **114** (2015) 083002.
- [31] SCHREIBER M., HODGMAN S. S., BORDIA P., LÜSCHEN H. P., FISCHER M. H., VOSK R., ALTMAN E., SCHNEIDER U. and BLOCH I., *Science*, **349** (2015) 842.
- [32] MELDGIN C., RAY U., RUSS P., CHEN D., CEPERLEY D. M. and DEMARCO B., *Nat. Phys.*, **12** (2016) 646.
- [33] CHOI J.-Y., HILD S., ZEIER J., SCHAUS P., RUBIO-ABADAL A., YEFSAH T., KHEMANI V., HUSE D. A., BLOCH I. and GROSS C., *Science*, **342** (2016) 1547.
- [34] MALOMED B., in *Encyclopedia of Nonlinear Science*, edited by SCOTT A. (Routledge, New York) 2005, pp. 639–643.
- [35] DAUXOIS T. and PEYRARD M., *Physics of Solitons* (Cambridge University Press, Cambridge, UK) 2006.
- [36] KIVSHAR YU. S., GREDESKUL S. A., SANCHEZ A. and VAZQUEZ L., *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990) 1693.
- [37] KHAYKOVICH L., SCHRECK F., FERRARI G., BOURDEL T., CUBIZOLLES J., CARR L. D., CASTIN Y. and SALOMON Y. C., *Science*, **296** (2002) 1290.
- [38] STRECKER K. E., PARTRIDGE G. B., TRUSCOTT A. G. and HULET R. G., *Nature*, **417** (2002) 150.
- [39] LEE C. and BRAND J., *Europhys. Lett.*, **73** (2006) 321.
- [40] HANSEN S. D., NYGAARD N. and MØLMER K., arXiv:1210.1681.
- [41] GERTJERENKEN B., BILLAM T. P., KHAYKOVICH L. and WEISS C., *Phys. Rev. A*, **86** (2012) 033608.
- [42] HELM J. L., BILLAM T. P. and GARDINER S. A., *Phys. Rev. A*, **85** (2012) 053621.
- [43] CUEVAS-MARAVÉ J., KEVREKIDIS P. G., MALOMED B. A., DYKE P. and HULET R. G., *New J. Phys.*, **15** (2013) 063006.
- [44] HELM J. L., ROONEY S. J., WEISS C. and GARDINER S. A., *Phys. Rev. A*, **89** (2014) 033610.
- [45] DRIES D. F., PhD Thesis, advisor R. G. Hulet (2010).
- [46] MARCHANT A. L., BILLAM T. P., WILES T. P., YU M. M. H., GARDINER S. A. and CORNISH S. L., *Nat. Commun.*, **4** (2013) 1865.
- [47] MARCHANT A. L., BILLAM T. P., YU M. M. H., RAKONJAC A., HELM J. L., POLO J., WEISS C., GARDINER S. A. and CORNISH S. L., *Phys. Rev. A*, **93** (2016) 021604(R).
- [48] LEPOUTRE S., FOUCHE L., BOISSÉ A., BERTHET G., SALOMON G., ASPECT A. and BOURDEL T., *Phys. Rev. A*, **94** (2016) 053626.
- [49] WEISS C. and CASTIN Y., *Phys. Rev. Lett.*, **102** (2009) 010403.
- [50] STRELTISOV A. I., ALON O. E. and CEDERBAUM L. S., *Phys. Rev. A*, **80** (2009) 043616.

- [51] STRELTsov A. I., ALON O. E. and CEDERBAUM L. S., *J. Phys. B*, **42** (2009) 091004.
- [52] SALOMON G., FOUCHÉ L., LEPOUTRE S., ASPECT A. and BOURDEL T., *Phys. Rev. A*, **90** (2014) 033405.
- [53] D'ERRICO C., ZACCANTI M., FATTORI M., ROATI G., INGUSCIO M., MODUGNO G. and SIMONI A., *New J. Phys.*, **9** (2007) 223.
- [54] CLÉMENT D., VARÓN A. F., RETTER J. A., SANCHEZ-PALENCIA L., ASPECT A. and BOUYER P., *New J. Phys.*, **8** (2006) 165.
- [55] CARR L. D. and CASTIN Y., *Phys. Rev. A*, **66** (2002) 063602.
- [56] HOPKINS V. A., KEAT J., MEEGAN G. D., ZHANG T. and MAYNARD J. D., *Phys. Rev. Lett.*, **76** (1996) 1102.
- [57] McDONALD R. G. and BRADLEY A. S., *Phys. Rev. A*, **93** (2016) 063604.
- [58] AYCOCK L. M., HURST H. M., GENKINA D., LU H.-I., GALITSKI V. and SPIELMAN I. B., arXiv:1608.03916, to be published in *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* (2017), doi:10.1073/pnas.1615004114.
- [59] MEDLEY P., MINAR M. A., CIZEK N. C., BERRYRIESER D. and KASEVICH M. A., *Phys. Rev. Lett.*, **112** (2014) 060401.
- [60] KASEVICH M., *Atom Systems and Bose-Einstein Condensates for Metrology and Navigation, First NASA Quantum Future Technologies Conference* (2012): <http://quantum.nasa.gov/materials/2012-01-18-B1-Kasevich.pdf>.
- [61] LEE C., HUANG J. H., DENG H. M., DAI H. and XU J., *Front. Phys.*, **7** (2012) 109.
- [62] VERETENOV N., ROZHDESTVENSKY Y., ROSANOV N., SMIRNOV V. and FEDOROV S., *Eur. Phys. J. D*, **42** (2007) 455.
- [63] JO G.-B., SHIN Y., WILL S., PASQUINI T. A., SABA M., KETTERLE W., PRITCHARD D. E., VENGALATTORE M. and PRENTISS M., *Phys. Rev. Lett.*, **98** (2007) 030407.
- [64] GERTJERENKEN B., *Phys. Rev. A*, **88** (2013) 053623.
- [65] GERTJERENKEN B., WILES T. P. and WEISS C., *Phys. Rev. A*, **94** (2016) 053638.
- [66] SACHA K., MÜLLER C. A., DELANDE D. and ZAKRZEWSKI J., *Phys. Rev. Lett.*, **103** (2009) 210402.

Bibliographie

- E. Akkermans, P. E. Wolf, and R. Maynard. Coherent backscattering of light by disordered media : Analysis of the peak line shape. *Physical Review Letters*, 56 (14) :1471–1474, apr 1986. doi: 10.1103/physrevlett.56.1471. URL . [p. 1]
- B. Allard. *Gaz bidimensionnels desordonnes : diffusion et transition superfluide*. PhD thesis, Universite Paris-Saclay, 2012. URL . [p. 11]
- 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. *Physical Review A*, 85(3), mar 2012. doi: 10.1103/physreva.85.033602. URL . [p. 2, 66]
- P. W. Anderson. Absence of diffusion in certain random lattices. *Physical Review*, 109(5) :1492–1505, mar 1958. doi: 10.1103/physrev.109.1492. URL . [p. 1]
- 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. *Physical Review Letters*, 61(7) :826–829, aug 1988. doi: 10.1103/physrevlett.61.826. URL . [p. 16]
- L. M. Aycock, H. M. Hurst, D. K. Efimkin, D. Genkina, H.-I. Lu, V. M. Galitski, and I. B. Spielman. Brownian motion of solitons in a bose–einstein condensate. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 114(10) :2503–2508, feb 2017. doi: 10.1073/pnas.1615004114. URL . [p. 86]
- M. Bartenstein, A. Altmeyer, S. Riedl, S. Jochim, C. Chin, J. H. Denschlag, and R. Grimm. Crossover from a molecular bose-einstein condensate to a degenerate fermi gas. *Physical Review Letters*, 92(12), mar 2004. doi: 10.1103/physrevlett.92.120401. URL . [p. 20]
- Q. Beaufils, A. Crubellier, T. Zanon, B. Laburthe-Tolra, E. Marechal, L. Vernac, and O. Gorceix. Feshbach resonance in d-wave collisions. *Physical Review A*, 79(3), mar 2009. doi: 10.1103/physreva.79.032706. URL . [p. 30, 31, 44]

- T. P. Billam, A. L. Marchant, S. L. Cornish, S. A. Gardiner, and N. G. Parker. *Spontaneous Symmetry Breaking, Self-Trapping, and Josephson Oscillations*. Springer, 2013. URL . [p. 61, 62, 63]
- J. Billy, V. Josse, Z. Zuo, A. Bernard, B. Hambrecht, P. Lugan, D. Clément, L. Sanchez-Palencia, P. Bouyer, and A. Aspect. Direct observation of anderson localization of matter waves in a controlled disorder. *Nature*, 453(7197) : 891–894, jun 2008. doi: 10.1038/nature07000. URL . [p. 2, 66]
- I. Bloch, J. Dalibard, and W. Zwerger. Many-body physics with ultracold gases. *Reviews of Modern Physics*, 80(3) :885–964, jul 2008. doi: 10.1103/revmodphys.80.885. URL . [p. 20]
- 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 μ K. *Physical Review A*, 53(6) :R3734–R3737, jun 1996. doi: 10.1103/physreva.53.r3734. URL . [p. 17]
- 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. *Physical Review Letters*, 93(5), jul 2004. doi: 10.1103/physrevlett.93.050401. URL . [p. 20]
- Q. Bouton, R. Chang, A. L. Hoendervanger, F. Nogrette, A. Aspect, C. I. Westbrook, and D. Clément. Fast production of bose-einstein condensates of metastable helium. *Physical Review A*, 91(6), jun 2015. doi: 10.1103/physreva.91.061402. URL . [p. 16]
- A. Burchianti, G. Valtolina, J. A. Seman, E. Pace, M. D. Pas, M. Inguscio, M. Zaccanti, and G. Roati. Efficient all-optical production of large ^{6}Li quantum gases using d1 gray-molasses cooling. *Physical Review A*, 90(4), oct 2014. doi: 10.1103/physreva.90.043408. URL . [p. 16]
- S. Burger, K. Bongs, S. Dettmer, W. Ertmer, K. Sengstock, A. Sanpera, G. V. Shlyapnikov, and M. Lewenstein. Dark solitons in bose-einstein condensates. *Physical Review Letters*, 83(25) :5198–5201, dec 1999. doi: 10.1103/physrevlett.83.5198. URL . [p. 50]
- R. L. D. Campbell, R. P. Smith, N. Tammuz, S. Beattie, S. Moulder, and Z. Hadzibabic. Efficient production of 39k bose-einstein condensates. *Physical Review A*, 82(6), dec 2010. doi: 10.1103/physreva.82.063611. URL . [p. 12]

- L. D. Carr and Y. Castin. Dynamics of a matter-wave bright soliton in an expulsive potential. *Physical Review A*, 66(6), dec 2002. doi: 10.1103/physreva.66.063602. URL . [p. 55, 56, 60, 62, 63, 78]
- Y. Castin. Bose-einstein condensates in atomic gases : Simple theoretical results. In *Les Houches-Ecole d'Ete de Physique Theorique*, pages 1–136. Springer Berlin Heidelberg, 1999. doi: 10.1007/3-540-45338-5_1. URL . [p. 6, 55]
- P. Cheiney, C. Cabrera, J. Sanz, B. Naylor, L. Tanzi, and L. Tarruell. Bright soliton to quantum droplet transition in a mixture of bose-einstein condensates. *Physical Review Letters*, 120(13), mar 2018. doi: 10.1103/physrevlett.120.135301. URL . [p. 90]
- C. Chin, V. Vuletić, A. J. Kerman, and S. Chu. High resolution feshbach spectroscopy of cesium. *Physical Review Letters*, 85(13) :2717–2720, sep 2000. doi: 10.1103/physrevlett.85.2717. URL . [p. 30]
- C. Chin, R. Grimm, P. Julienne, and E. Tiesinga. Feshbach resonances in ultracold gases. *Reviews of Modern Physics*, 82(2) :1225–1286, apr 2010. doi: 10.1103/revmodphys.82.1225. URL . [p. 3, 20, 27, 28]
- L. Chomaz, S. Baier, D. Petter, M. J. Mark, F. Waechtler, L. Santos, and F. Ferlaino. Quantum-fluctuation-driven crossover from a dilute bose-einstein condensate to a macrodroplet in a dipolar quantum fluid. *Physical Review X*, 6(4), nov 2016. doi: 10.1103/physrevx.6.041039. URL . [p. 90]
- D. Clément, A. F. Varón, J. A. Retter, L. Sanchez-Palencia, A. Aspect, and P. Bouyer. Experimental study of the transport of coherent interacting matter-waves in a 1d random potential induced by laser speckle. *New Journal of Physics*, 8(8) : 165–165, aug 2006. doi: 10.1088/1367-2630/8/8/165. URL . [p. 72]
- J.-F. Clément, J.-P. Brantut, M. R. de Saint-Vincent, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer. All-optical runaway evaporation to bose-einstein condensation. *Physical Review A*, 79(6), jun 2009. doi: 10.1103/physreva.79.061406. URL . [p. 24]
- C. Cohen-Tannoudji. *Cours de Claude Cohen-Tannoudji au Collège de France*. URL . [p. 52]
- G. Colzi, G. Durastante, E. Fava, S. Serafini, G. Lamporesi, and G. Ferrari. Sub-doppler cooling of sodium atoms in gray molasses. *Physical Review A*, 93(2), feb 2016. doi: 10.1103/physreva.93.023421. URL . [p. 16]

- S. Cornish, N. Parker, A. Martin, T. Judd, R. Scott, T. Fromhold, and C. Adams. Quantum reflection of bright matter-wave solitons. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 238(15) :1299–1305, jul 2009. doi: 10.1016/j.physd.2008.07.011. URL . [p. 50]
- S. L. Cornish, S. T. Thompson, and C. E. Wieman. Formation of bright matter-wave solitons during the collapse of attractive bose-einstein condensates. *Physical Review Letters*, 96(17), may 2006. doi: 10.1103/physrevlett.96.170401. URL . [p. 51, 56]
- A. D. Cronin, J. Schmiedmayer, and D. E. Pritchard. Optics and interferometry with atoms and molecules. *Reviews of Modern Physics*, 81(3) :1051–1129, jul 2009. doi: 10.1103/revmodphys.81.1051. URL . [p. 50, 56]
- J. Cubizolles, T. Bourdel, S. J. J. M. F. Kokkelmans, G. V. Shlyapnikov, and C. Salomon. Production of long-lived ultracold li2 molecules from a fermi gas. *Physical Review Letters*, 91(24), dec 2003. doi: 10.1103/physrevlett.91.240401. URL . [p. 20]
- J. Dalibard. *Une breve histoire des atomes froids*. College de France, chaire Atomes et rayonnement, 2015. URL . [p. 16]
- F. Damon, B. Georgeot, and D. Guéry-Odelin. Probing surface states with many-body wave packet scattering. *EPL (Europhysics Letters)*, 115(2) :20010, jul 2016. doi: 10.1209/0295-5075/115/20010. URL . [p. 50]
- J. Denschlag. Generating solitons by phase engineering of a bose-einstein condensate. *Science*, 287(5450) :97–101, jan 2000. doi: 10.1126/science.287.5450.97. URL . [p. 50]
- C. D’Errico, M. Zaccanti, M. Fattori, G. Roati, M. Inguscio, G. Modugno, and A. Simoni. Feshbach resonances in ultracold 39k. *New Journal of Physics*, 9(7) : 223–223, jul 2007. doi: 10.1088/1367-2630/9/7/223. URL . [p. 34]
- E. A. Donley, N. R. Claussen, S. T. Thompson, and C. E. Wieman. Atom-molecule coherence in a bose-einstein condensate. *Nature*, 417(6888) :529–533, may 2002. doi: 10.1038/417529a. URL . [p. 20]
- D. F. Dries. *Transport properties of a Bose-Einstein condensate with tunable interactions in the presence of a disordered or single defect potential*. PhD thesis, Rice University, 2010. URL . [p. 66]

- S. Duerr, T. Volz, A. Marte, and G. Rempe. Observation of molecules produced from a bose-einstein condensate. *Physical Review Letters*, 92(2), jan 2004. doi: 10.1103/physrevlett.92.020406. URL . [p. 20]
- B. Eiermann, T. Anker, M. Albiez, M. Taglieber, P. Treutlein, K.-P. Marzlin, and M. K. Oberthaler. Bright bose-einstein gap solitons of atoms with repulsive interaction. *Physical Review Letters*, 92(23), jun 2004. doi: 10.1103/physrevlett.92.230401. URL . [p. 50]
- C. Eigen, J. A. P. Glidden, R. Lopes, N. Navon, Z. Hadzibabic, and R. P. Smith. Universal scaling laws in the dynamics of a homogeneous unitary bose gas. *Physical Review Letters*, 119(25), dec 2017. doi: 10.1103/physrevlett.119.250404. URL . [p. 20]
- T. Ernst and J. Brand. Resonant trapping in the transport of a matter-wave soliton through a quantum well. *Physical Review A*, 81(3), mar 2010. doi: 10.1103/physreva.81.033614. URL . [p. 50]
- M. Fattori, C. D'Errico, G. Roati, M. Zaccanti, M. Jona-Lasinio, M. Modugno, M. Inguscio, and G. Modugno. Atom interferometry with a weakly interacting bose-einstein condensate. *Physical Review Letters*, 100(8), feb 2008. doi: 10.1103/physrevlett.100.080405. URL . [p. 63]
- D. R. Fernandes, F. Sievers, N. Kretzschmar, S. Wu, C. Salomon, and F. Chevy. Sub-doppler laser cooling of fermionic 40k atoms in three-dimensional gray optical molasses. *EPL (Europhysics Letters)*, 100(6) :63001, dec 2012. doi: 10.1209/0295-5075/100/63001. URL . [p. 16]
- I. Ferrier-Barbut, H. Kadau, M. Schmitt, M. Wenzel, and T. Pfau. Observation of quantum droplets in a strongly dipolar bose gas. *Physical Review Letters*, 116(21), may 2016. doi: 10.1103/physrevlett.116.215301. URL . [p. 90]
- L. Fouche. *Gaz quantiques de potassium 39 Å interactions controlables*. PhD thesis, Universite Paris-Saclay, 2015. URL . [p. 11, 12, 30, 32, 56]
- F. Franchini, A. Gromov, M. Kulkarni, and A. Trombettoni. Universal dynamics of a soliton after an interaction quench. *Journal of Physics A : Mathematical and Theoretical*, 48(28) :28FT01, jun 2015. doi: 10.1088/1751-8113/48/28/28ft01. URL . [p. 64]
- O. Gamayun and M. Semenyakin. Soliton splitting in quenched classical integrable systems. *Journal of Physics A : Mathematical and Theoretical*, 49(33) : 335201, jul 2016. doi: 10.1088/1751-8113/49/33/335201. URL . [p. 64]

- B. Gertjerenken. Bright-soliton quantum superpositions : Signatures of high- and low-fidelity states. *Physical Review A*, 88(5), nov 2013. doi: 10.1103/physreva.88.053623. URL . [p. 51, 89]
- B. Gertjerenken, T. P. Billam, L. Khaykovich, and C. Weiss. Scattering bright solitons : Quantum versus mean-field behavior. *Physical Review A*, 86(3), sep 2012. doi: 10.1103/physreva.86.033608. URL . [p. 68]
- B. Gertjerenken, T. P. Wiles, and C. Weiss. Progress towards quantum-enhanced interferometry with harmonically trapped quantum matter-wave bright solitons. *Physical Review A*, 94(5), nov 2016. doi: 10.1103/physreva.94.053638. URL . [p. 51, 89]
- V. Gokhroo, G. Rajalakshmi, R. K. Easwaran, and C. S. Unnikrishnan. Sub-doppler deep-cooled bosonic and fermionic isotopes of potassium in a compact 2d-3dmot set-up. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 44(11) :115307, may 2011. doi: 10.1088/0953-4075/44/11/115307. URL . [p. 12, 16]
- J. Golde, J. Ruhl, M. Olshanii, V. Dunjko, S. Datta, and B. A. Malomed. Metastability versus collapse following a quench in attractive bose-einstein condensates. *Physical Review A*, 97(5), may 2018. doi: 10.1103/physreva.97.053604. URL . [p. 64]
- G. F. Gribakin and V. V. Flambaum. Calculation of the scattering length in atomic collisions using the semiclassical approximation. *Physical Review A*, 48(1) : 546–553, jul 1993. doi: 10.1103/physreva.48.546. URL . [p. 25]
- G. Grynberg and J.-Y. Courtois. Proposal for a magneto-optical lattice for trapping atoms in nearly-dark states. *Europhysics Letters (EPL)*, 27(1) :41–46, jul 1994. doi: 10.1209/0295-5075/27/1/008. URL . [p. 16]
- K. A. Haemeen-Anttila and P. Vaaraniemi. A theoretical photometric function of saturn's rings. *Icarus*, 25(3) :470, jul 1975. doi: 10.1016/0019-1035(75)90013-5. URL . [p. 1, 2]
- J. Helm, S. Cornish, and S. Gardiner. Sagnac interferometry using bright matter-wave solitons. *Physical Review Letters*, 114(13), apr 2015. doi: 10.1103/physrevlett.114.134101. URL . [p. 50]
- J. L. Helm, S. J. Rooney, C. Weiss, and S. A. Gardiner. Splitting bright matter-wave solitons on narrow potential barriers : Quantum to classical transition

- and applications to interferometry. *Physical Review A*, 89(3), mar 2014. doi: 10.1103/physreva.89.033610. URL  [p. 51, 68, 89]
- J. Herbig. Preparation of a pure molecular quantum gas. *Science*, 301(5639) : 1510–1513, sep 2003. doi: 10.1126/science.1088876. URL  [p. 20]
- V. A. Hopkins, J. Keat, G. D. Meegan, T. Zhang, and J. D. Maynard. Observation of the predicted behavior of nonlinear pulse propagation in disordered media. *Physical Review Letters*, 76(7) :1102–1105, feb 1996. doi: 10.1103/physrevlett.76.1102. URL  [p. 86]
- Z. Idziaszek and P. S. Julienne. Universal rate constants for reactive collisions of ultracold molecules. *Physical Review Letters*, 104(11), mar 2010. doi: 10.1103/physrevlett.104.113202. URL  [p. 45, 46]
- F. Jendrzejewski, A. Bernard, K. MÅ¼ller, 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(5) : 398–403, mar 2012. doi: 10.1038/nphys2256. URL  [p. 2, 66]
- G.-B. Jo, Y. Shin, S. Will, T. A. Pasquini, M. Saba, W. Ketterle, D. E. Pritchard, M. Vengalattore, and M. Prentiss. Long phase coherence time and number squeezing of two bose-einstein condensates on an atom chip. *Physical Review Letters*, 98(3), jan 2007. doi: 10.1103/physrevlett.98.030407. URL  [p. 51, 89]
- H. Kadau, M. Schmitt, M. Wenzel, C. Wink, T. Maier, I. Ferrier-Barbut, and T. Pfau. Observing the rosenzweig instability of a quantum ferrofluid. *Nature*, 530 (7589) :194–197, feb 2016. doi: 10.1038/nature16485. URL  [p. 90]
- L. Khaykovich. Formation of a matter-wave bright soliton. *Science*, 296(5571) : 1290–1293, may 2002. doi: 10.1126/science.1071021. URL  [p. 50, 51, 54, 56, 62, 63]
- Y. S. Kivshar, S. A. Gredeckul, A. Sánchez, and L. Vázquez. Localization decay induced by strong nonlinearity in disordered systems. *Physical Review Letters*, 64(15) :1693–1696, apr 1990. doi: 10.1103/physrevlett.64.1693. URL  [p. 86]
- M. Landini. *A tunable Bose-Einstein condensate for quantum interferometry*. PhD thesis, University of Trento, 2012. URL  [p. 29]
- M. Landini, S. Roy, L. Carcagni, D. Trypogeorgos, M. Fattori, M. Inguscio, and G. Modugno. Sub-doppler laser cooling of potassium atoms. *Physical Review A*, 84(4), oct 2011. doi: 10.1103/physreva.84.043432. URL  [p. 16]

- M. Landini, S. Roy, G. Roati, A. Simoni, M. Inguscio, G. Modugno, and M. Fattori. Direct evaporative cooling of 39k atoms to bose-einstein condensation. *Physical Review A*, 86(3), sep 2012. doi: 10.1103/physreva.86.033421. URL . [p. 12, 26]
- P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan. Disordered electronic systems. *Reviews of Modern Physics*, 57(2) :287–337, apr 1985. doi: 10.1103/revmodphys.57.287. URL . [p. 2]
- S. Lepoutre, L. Fouché, A. Boissé, G. Berthet, G. Salomon, A. Aspect, and T. Bourdel. Production of strongly bound k39 bright solitons. *Physical Review A*, 94(5), nov 2016. doi: 10.1103/physreva.94.053626. URL . [p. 56, 66, 74, 78]
- A. Liutkus, D. Martina, S. Popoff, G. Chardon, O. Katz, G. Lerosey, S. Gigan, L. Daudet, and I. Carron. Imaging with nature : Compressive imaging using a multiply scattering medium. *Scientific Reports*, 4(1), jul 2014. doi: 10.1038/srep05552. URL . [p. 1]
- I. Manai, J.-F. Clément, R. Chicireanu, C. Hainaut, J. C. Garreau, P. Szriftgiser, and D. Delande. Experimental observation of two-dimensional anderson localization with the atomic kicked rotor. *Physical Review Letters*, 115(24), dec 2015. doi: 10.1103/physrevlett.115.240603. URL . [p. 2]
- A. L. Marchant, T. P. Billam, T. P. Wiles, M. M. H. Yu, S. A. Gardiner, and S. L. Cornish. Controlled formation and reflection of a bright solitary matter-wave. *Nature Communications*, 4(1), may 2013. doi: 10.1038/ncomms2893. URL . [p. 50, 51, 66]
- A. L. Marchant, T. P. Billam, M. M. H. Yu, A. Rakonjac, J. L. Helm, J. Polo, C. Weiss, S. A. Gardiner, and S. L. Cornish. Quantum reflection of bright solitary matter waves from a narrow attractive potential. *Physical Review A*, 93(2), feb 2016. doi: 10.1103/physreva.93.021604. URL . [p. 50, 56, 66]
- A. D. Martin and J. Ruostekoski. Quantum dynamics of atomic bright solitons under splitting and recollision, and implications for interferometry. *New Journal of Physics*, 14(4) :043040, apr 2012. doi: 10.1088/1367-2630/14/4/043040. URL . [p. 50]
- G. McDonald, C. Kuhn, K. Hardman, S. Bennetts, P. Everitt, P. Altin, J. Debs, J. Close, and N. Robins. Bright solitonic matter-wave interferometer. *Physical Review Letters*, 113(1), jul 2014. doi: 10.1103/physrevlett.113.013002. URL . [p. 50]

- R. G. McDonald and A. S. Bradley. Brownian motion of a matter-wave bright soliton moving through a thermal cloud of distinct atoms. *Physical Review A*, 93(6), jun 2016. doi: 10.1103/physreva.93.063604. URL . [p. 86]
- P. Medley, M. Minar, N. Cizek, D. Berryrieser, and M. Kasevich. Evaporative production of bright atomic solitons. *Physical Review Letters*, 112(6), feb 2014. doi: 10.1103/physrevlett.112.060401. URL . [p. 51, 89]
- G. Mie. Beitrage zur optik trueber medien, speziell kolloidaler metaloesungen. *Annalen der Physik*, 330(3) :377, 1908. doi: 10.1002/andp.19083300302. URL . [p. 1]
- D. Nath, R. K. Easwaran, G. Rajalakshmi, and C. S. Unnikrishnan. Quantum-interference-enhanced deep sub-doppler cooling of 39k atoms in gray molasses. *Physical Review A*, 88(5), nov 2013. doi: 10.1103/physreva.88.053407. URL . [p. 16]
- J. H. V. Nguyen, P. Dyke, D. Luo, B. A. Malomed, and R. G. Hulet. Collisions of matter-wave solitons. *Nature Physics*, 10(12) :918–922, nov 2014. doi: 10.1038/nphys3135. URL . [p. 51]
- W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, and E. A. Cornell. Behavior of atoms in a compressed magneto-optical trap. *Journal of the Optical Society of America B*, 11(8) :1332, aug 1994. doi: 10.1364/josab.11.001332. URL . [p. 14]
- D. S. Petrov. Three-body interacting bosons in free space. *Physical Review Letters*, 112(10), mar 2014. doi: 10.1103/physrevlett.112.103201. URL . [p. 89]
- D. S. Petrov. Quantum mechanical stabilization of a collapsing bose-bose mixture. *Physical Review Letters*, 115(15), oct 2015. doi: 10.1103/physrevlett.115.155302. URL . [p. 89]
- D. S. Petrov and G. E. Astrakharchik. Ultradilute low-dimensional liquids. *Physical Review Letters*, 117(10), sep 2016. doi: 10.1103/physrevlett.117.100401. URL . [p. 89]
- T. Plisson. *Propriétés d'équilibre et de transport de gaz de Bose bidimensionnels en présence de désordre*. PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2012. URL . [p. 81]
- J. Polo and V. Ahufinger. Soliton-based matter-wave interferometer. *Physical Review A*, 88(5), nov 2013. doi: 10.1103/physreva.88.053628. URL . [p. 50]

- S. Popoff, G. Lerosey, M. Fink, A. C. Boccara, and S. Gigan. Image transmission through an opaque material. *Nature Communications*, 1(6) :1–5, sep 2010. doi: 10.1038/ncomms1078. URL . [p. 1]
- C. Ramsauer. Ueber den wirkungsquerschnitt der gasmolekuele gegenueber langsamen elektronen. *Annalen der Physik*, 369(6) :513–540, 1921. doi: 10.1002/andp.19213690603. URL . [p. 25]
- C. A. Regal, C. Ticknor, J. L. Bohn, and D. S. Jin. Creation of ultracold molecules from a fermi gas of atoms. *Nature*, 424(6944) :47–50, jul 2003a. doi: 10.1038/nature01738. URL . [p. 20]
- C. A. Regal, C. Ticknor, J. L. Bohn, and D. S. Jin. Tuning p-wave interactions in an ultracold fermi gas of atoms. *Physical Review Letters*, 90(5), feb 2003b. doi: 10.1103/physrevlett.90.053201. URL . [p. 30]
- 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. Lifetime of the bose gas with resonant interactions. *Physical Review Letters*, 110(16), apr 2013. doi: 10.1103/physrevlett.110.163202. URL . [p. 20]
- K. Sacha, C. A. MÃ¼ller, D. Delande, and J. Zakrzewski. Anderson localization of solitons. *Physical Review Letters*, 103(21), nov 2009. doi: 10.1103/physrevlett.103.210402. URL . [p. 89]
- G. Salomon. *Production tout optique de condensats de Bose-Einstein de 39K : des interactions controlables pour l'etude de gaz quantiques desordonnes en dimensions reduites*. PhD thesis, Universite Paris-Saclay, 2015. URL . [p. 11, 32]
- G. Salomon, L. Fouché, P. Wang, A. Aspect, P. Bouyer, and T. Bourdel. Gray-molasses cooling of 39k to a high phase-space density. *EPL (Europhysics Letters)*, 104(6) :63002, dec 2013. doi: 10.1209/0295-5075/104/63002. URL . [p. 16]
- 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. *Physical Review Letters*, 98(21), may 2007. doi: 10.1103/physrevlett.98.210401. URL . [p. 86]
- G. Semeghini, G. Ferioli, L. Masi, C. Mazzinghi, L. Wolswijk, F. Minardi, M. Modugno, G. Modugno, M. Inguscio, and M. Fattori. Self-bound quantum droplets of atomic mixtures in free space. *Physical Review Letters*, 120(23), jun 2018. doi: 10.1103/physrevlett.120.235301. URL . [p. 90]

- M. S. Shahriar, P. R. Hemmer, M. G. Prentiss, P. Marte, J. Mervis, D. P. Katz, N. P. Bigelow, and T. Cai. Continuous polarization-gradient precooling-assisted velocity-selective coherent population trapping. *Physical Review A*, 48(6) : R4035–R4038, dec 1993. doi: 10.1103/physreva.48.r4035. URL . [p. 16]
- Z. Shotan, O. Machtey, S. Kokkelmans, and L. Khaykovich. Three-body recombination at vanishing scattering lengths in an ultracold bose gas. *Physical Review Letters*, 113(5), jul 2014. doi: 10.1103/physrevlett.113.053202. URL . [p. 61, 63]
- F. Sievers, N. Kretzschmar, D. R. Fernandes, D. Suchet, M. Rabinovic, S. Wu, C. V. Parker, L. Khaykovich, C. Salomon, and F. Chevy. Simultaneous sub-doppler laser cooling of fermionic Li_6 and K_40 on the $d1$ line : Theory and experiment. *Physical Review A*, 91(2), feb 2015. doi: 10.1103/physreva.91.023426. URL . [p. 16]
- K. E. Strecker, G. B. Partridge, A. G. Truscott, and R. G. Hulet. Formation and propagation of matter-wave soliton trains. *Nature*, 417(6885) :150–153, may 2002. doi: 10.1038/nature747. URL . [p. 50, 51, 56]
- A. I. Streltsov, O. E. Alon, and L. S. Cederbaum. Scattering of an attractive bose-einstein condensate from a barrier : Formation of quantum superposition states. *Physical Review A*, 80(4), oct 2009a. doi: 10.1103/physreva.80.043616. URL . [p. 51, 84]
- A. I. Streltsov, O. E. Alon, and L. S. Cederbaum. Efficient generation and properties of mesoscopic quantum superposition states in an attractive bose–einstein condensate threaded by a potential barrier. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 42(9) :091004, apr 2009b. doi: 10.1088/0953-4075/42/9/091004. URL . [p. 84]
- T. Tiecke. *Feshbach resonances in ultracold mixtures of the fermionic quantum gases $6Li$ and $40K$* . PhD thesis, University of Amsterdam, 2009. URL . [p. 7]
- C. Triché, P. Verkerk, and G. Grynberg. Blue-sisyphus cooling in cesium gray molasses and antidot lattices. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular and Optical Physics*, 5(2) :225–228, feb 1999. doi: 10.1007/s100530050249. URL . [p. 17]
- C. Valentin, M.-C. Gagné, J. Yu, and P. Pillet. One-dimension sub-doppler molasses in the presence of static magnetic field. *Europhysics Letters (EPL)*, 17(2) : 133–138, jan 1992. doi: 10.1209/0295-5075/17/2/009. URL . [p. 17]

- N. Veretenov, Y. Rozhdestvensky, N. Rosanov, V. Smirnov, and S. Fedorov. Interferometric precision measurements with bose–einstein condensate solitons formed by an optical lattice. *The European Physical Journal D*, 42(3) :455–460, mar 2007. doi: 10.1140/epjd/e2007-00129-2. URL . [p. 51, 89]
- J. Walraven. *Quantum Gases - Statistics and Interactions*. University of Amsterdam, 2014. URL . [p. 20, 22, 27, 29]
- M. Weidemueller, T. Esslinger, M. A. Olshanii, A. Hemmerich, and T. W. Haensch. A novel scheme for efficient cooling below the photon recoil limit. *Europhysics Letters (EPL)*, 27(2) :109–114, jul 1994. doi: 10.1209/0295-5075/27/2/006. URL . [p. 16]
- C. Weiss and Y. Castin. Creation and detection of a mesoscopic gas in a nonlocal quantum superposition. *Physical Review Letters*, 102(1), jan 2009. doi: 10.1103/physrevlett.102.010403. URL . [p. 51, 84]
- C. Weiss, S. A. Gardiner, and H.-P. Breuer. From short-time diffusive to long-time ballistic dynamics : The unusual center-of-mass motion of quantum bright solitons. *Physical Review A*, 91(6), jun 2015. doi: 10.1103/physreva.91.063616. URL . [p. 51]
- K. Xu, T. Mukaiyama, J. R. Abo-Shaeer, J. K. Chin, D. E. Miller, and W. Ketterle. Formation of quantum-degenerate sodium molecules. *Physical Review Letters*, 91(21), nov 2003. doi: 10.1103/physrevlett.91.210402. URL . [p. 20]
- V. A. Yurovsky and A. Ben-Reuven. Three-body loss of trapped ultracold 87rb atoms due to a feshbach resonance. *Physical Review A*, 67(5), may 2003. doi: 10.1103/physreva.67.050701. URL . [p. 44]
- J. Zhang, E. G. M. van Kempen, T. Bourdel, L. Khaykovich, J. Cubizolles, F. Chevy, M. Teichmann, L. Tarruell, S. J. J. M. F. Kokkelmans, and C. Salomon. P-wave feshbach resonances of ultracold 6li. *Physical Review A*, 70(3), sep 2004. doi: 10.1103/physreva.70.030702. URL . [p. 30]
- M. W. Zwierlein, C. A. Stan, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach, A. J. Kerman, and W. Ketterle. Condensation of pairs of fermionic atoms near a feshbach resonance. *Physical Review Letters*, 92(12), mar 2004. doi: 10.1103/physrevlett.92.120403. URL . [p. 20]

Titre : Solitons brillants de ^{39}K , diffusion non-linéaire dans un milieu désordonné

Résumé : Ce travail porte sur l'étude du phénomène de transport de particules dans un milieu désordonné en présence d'interactions. Nous utilisons des solitons brillants de ^{39}K qui présentent l'avantage d'avoir une densité, donc des interactions, constante en fonction du temps.

Les deux premiers chapitres présentent les différentes étapes de refroidissement nécessaires pour atteindre la condensation de Bose-Einstein. En raison des mauvaises propriétés de collisions du potassium 39 à champ magnétique nul, il est nécessaire d'avoir recours aux résonances de Feshbach pour augmenter la section efficace de collision du gaz atomique et ainsi effectuer une évaporation efficace. Les observations expérimentales de résonances de Feshbach en onde p et d sont également présentées dans le chapitre 2.

Les résonances de Feshbach peuvent également être utilisées pour contrôler les interactions de champ moyen dans un condensat de Bose-Einstein. En se plaçant à des interactions légèrement attractives, l'énergie d'interaction compense l'étalement du nuage atomique et nous formons des solitons. C'est le sujet du troisième chapitre. Nous avons aussi travaillé à l'optimisation du potentiel chimique des solitons.

Le dernier chapitre porte sur l'observation de la propagation non linéaire de solitons, se déplaçant à une vitesse contrôlée, dans un milieu désordonné formé par un speckle optique. Ces résultats sont comparés à ceux obtenus avec des atomes sans interaction puis à des simulations numériques basées sur l'équation de Gross-Pitaevskii 1D.

Mots clés : potassium 39, atomes froids, résonance de Feshbach, soliton brillant, milieu désordonné, transport

Title : Nonlinear scattering of ^{39}K bright solitons in disorder

Abstract : This work is focused on the study of the phenomenon of transport of particles in disorder and with interactions. We form bright solitons of ^{39}K because they permit to work with constant density, i.e. constant interactions, during long times.

The first two chapters describe the different cooling steps used to reach the Bose-Einstein condensation. Due to the bad collision properties of the ^{39}K , it is necessary to use the Feshbach resonances to increase the collision cross-section and thus to effectively evaporate. Experimental observations of p wave and d wave Feshbach resonances are also reported in the second chapter.

Feshbach resonances can also be used to control the interactions in a Bose-Einstein condensate. For slightly attractive interactions, the interaction energy compensates the spreading of the cloud and we observe the formation of bright atomic solitons. This is explained in the third chapter. We also study the optimisation of the chemical potential of the solitons.

The last chapter deals with the observation of the nonlinear propagation of solitons, moving with a controlled speed, in a disordered potential created by an optical speckle. The results are compared to those obtained with noninteracting atoms. Lastly, the experimental results are compared with numerical simulations using the 1D Gross-Pitaevskii equation.

Keywords : potassium 39, cold atoms, Feshbach resonance, bright soliton, disordered potential, transport