Réalisation d'un condensat de Bose-Einstein d'atomes d'hélium métastable

Alice Robert

▶ **To cite this version:**

Alice Robert. Réalisation d'un condensat de Bose-Einstein d'atomes d'hélium métastable. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2001. Français. NNT : . tel-00370797

HAL Id: tel-00370797

https://pastel.hal.science/tel-00370797

Submitted on 25 Mar 2009

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.

N ° d'ordre :

INSTITUT D'OPTIQUE THÉORIQUE ET APPLIQUÉE

LABORATOIRE CHARLES FABRY

UNIVERSITÉ PARIS XI

U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

Spécialité : Optique et Photonique

présentée pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

par

Alice ROBERT

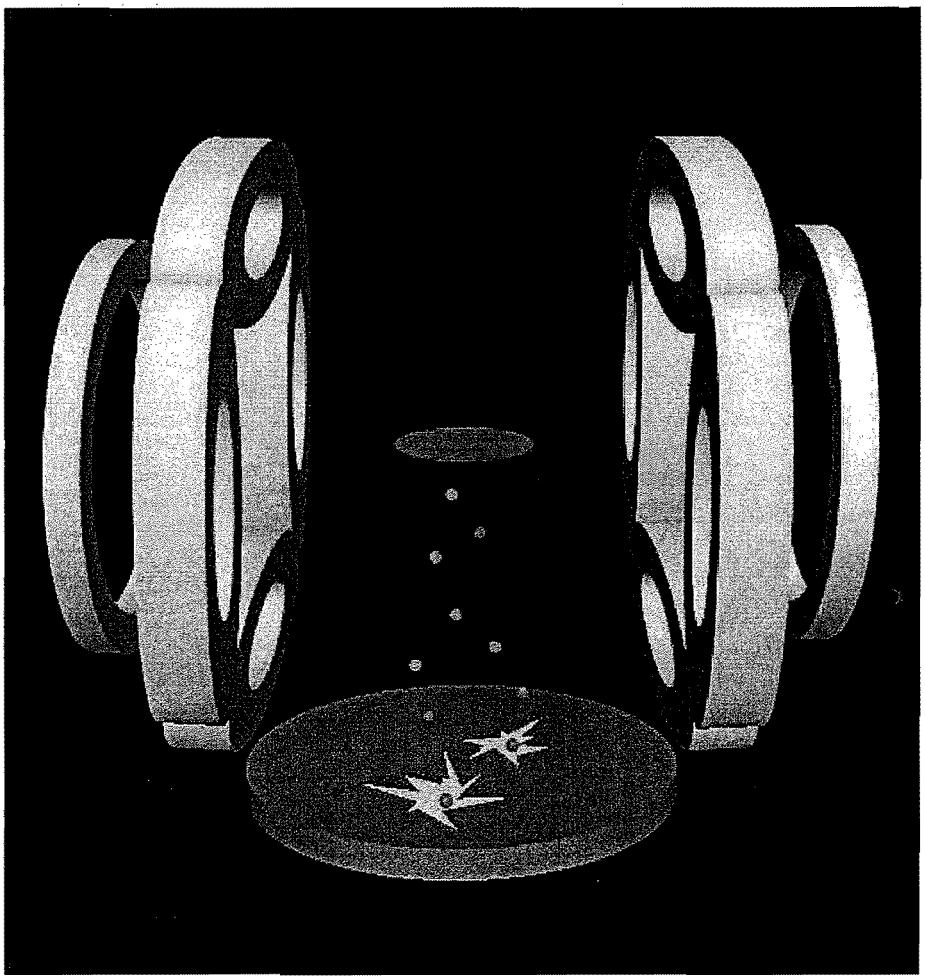
Sujet :

RÉALISATION D'UN CONDENSAT DE BOSE-EINSTEIN D'ATOMES D'HÉLIUM MÉTASTABLE

Soutenue le 6 décembre 2001 devant la Commission d'examen :

M.	J. F. ROCH	Rapporteur
M.	K. SENGSTOCK	Rapporteur
M.	A. DUCASSE	Examinateur
M.	P. PILLET	Examinateur
M.	C. I. WESTBROOK	Examinateur
M.	A. ASPECT	Directeur de thèse

A mes parents,



REMERCIEMENTS

Tout d'abord, je remercie chaleureusement Pierre CHAVEL de m'avoir accueillie dans son laboratoire. J'ai été très touchée par son soutien et son enthousiasme, en particulier lors de la "fameuse" nuit. Merci également d'avoir immortalisé les expérimentateurs en pleine action ce soir-là : cela constituera un excellent souvenir à transmettre aux futures générations de thésards de la manip.

Je suis très reconnaissante à Alain ASPECT de m'avoir permis d'effectuer ces trois années de thèse au sein de son équipe, et de m'avoir ainsi offert l'opportunité de vivre une aventure scientifique passionnante. Toute l'équipe He a passé un mois de février intense et riche en émotions ! Je le remercie vivement pour les nombreux encouragements et conseils qu'il a pu me prodiguer au cours de ma thèse, et pour sa relecture du manuscrit.*

Je remercie Jean-François ROCH et Klaus SENGSTOCK d'avoir accepté de rapporter ce travail, malgré leurs emplois du temps chargés. J'ai beaucoup apprécié leurs remarques et commentaires sur ce manuscrit, et j'ai été très touchée par leurs marques d'intérêt pour mon travail. Merci également à Pierre PILLET et André DUCASSE d'avoir accepté de faire partie de mon jury, et pour leur attention portée à mon travail ; en tant qu'ancienne SupOpticienne, j'ai été très honorée que le directeur de l'Institut d'Optique préside mon jury de thèse.

Ce travail a été suivi par Chris WESTBROOK et Denis BOIRON. J'ai apprécié chez Chris son enthousiasme, sa vivacité d'esprit et son goût prononcé pour la Physique. Il m'a fait bénéficier à de nombreuses reprises de ses critiques constructives et de ses conseils avertis, qui m'ont été très utiles aussi bien expérimentalement que lors de la rédaction du manuscrit et la préparation de ma soutenance. Je le remercie sincèrement pour son suivi et son attention apportés à mon travail. J'ai été ravie de travailler avec Denis, dont j'ai beaucoup apprécié la gentillesse et la disponibilité. Les conversations que nous avons eues et les nombreuses explications pédagogiques qu'il m'a fournies m'ont aidée à progresser. Son aptitude à développer des modèles théoriques nous a été très utile, en particulier au moment de l'analyse des données de thermalisation. Je le remercie aussi pour sa relecture du manuscrit.

Les résultats présentés dans ce manuscrit sont le fruit d'un important travail d'équipe. Je dois énormément à mes prédécesseurs sur la manip, qui ont fourni beaucoup d'efforts pour mettre au point le dispositif expérimental. Ce fut un réel plaisir de travailler avec Julie POUPARD, dont la bonne humeur est souvent contagieuse. Elle m'a formée sur la manip en me faisant profiter de son savoir-faire et de sa minutie. J'ai également éprouvé beaucoup de plaisir à côtoyer Stephan NOWAK, débordant de sympathie. Il m'a largement fait bénéficier de ses très vastes compétences techniques et de son expérience. Je salue également Wilbert ROOIJAKKERS, avec qui je n'ai pas eu la chance de travailler puisque nous nous sommes juste "croisés" ; mais son geste d'offrir une mascotte à la manip a certainement influencé le bon-vouloir de celle-ci pour produire des résultats !

Rien n'aurait été possible sans Antoine BROWAEYS, qui a investi une énorme énergie pour

faire avancer la manip et la faire évoluer. Au cours de mes deux premières années de thèse, il m'a formée à l'expérience et m'a expliqué de manière très claire de nombreux points de Physique, puisés dans son immense savoir scientifique. Sa capacité de travail et sa rapidité de réflexion m'ont vraiment impressionnée. Je lui suis infiniment reconnaissante d'avoir continué, pendant sa phase de rédaction et même après sa soutenance, à se préoccuper de la manip et à m'aider activement. Je pense en particulier à l'été 2000 où les problèmes techniques se sont accumulés et où il m'a gentiment et très efficacement aidée à les résoudre. Son enthousiasme et son dynamisme m'ont motivée pour poursuivre son travail, et je lui dédie le chapitre 5 de ce manuscrit, dont il n'a pas pu obtenir les résultats faute de temps. Enfin, je le remercie chaleureusement pour la générosité et la disponibilité dont il a fait preuve outre-Atlantique, et pour son extrême efficacité à corriger mon manuscrit. Je remercie également à travers Antoine les différents membres de l'équipe de William D. PHILLIPS et du NIST qui ont montré un grand intérêt pour notre travail et nous ont éclairés sur certains points délicats.

J'ai partagé ma dernière année de thèse avec Olivier SIRJEAN, dont la persévérance a permis d'aboutir aux résultats finaux. J'ai beaucoup aimé faire équipe avec lui au cours de cette année, riche en découvertes et en rebondissements. Dès son arrivée, il s'est très rapidement montré efficace et autonome sur le dispositif expérimental. La pertinence de ses remarques et ses solides connaissances scientifiques ont largement contribué à faire évoluer la manip. Je me souviendrai avec nostalgie de nos longues soirées passées devant l'oscillo, et égayées par sa bonne humeur et sa sympathie. Je le remercie d'avoir fourni beaucoup d'efforts et de ne pas avoir compté son temps, au risque d'être un peu moins présent pour sa famille. Merci donc à Sandrine, Fabien et Lucas pour leur patience et leur compréhension !

Je souhaite bon courage pour la suite à Olivier et à mes successeurs, Signe SEIDELIN et José GOMES. De belles expériences les attendent, et j'espère qu'ils surmonteront les difficultés rencontrées pour obtenir tout le succès qu'ils méritent.

J'ai eu recours à de multiples reprises à nos talentueux électroniciens, Stéphane MARTIN, puis surtout André VILLING et Frédéric MORON. Ces derniers ont conçu et réalisé de nombreux systèmes électroniques sur la manip, et leur travail a été indispensable au bon déroulement des expériences. Je les remercie vivement pour leur efficacité et leur disponibilité. Ils ont toujours répondu à mes demandes avec bonne humeur et gentillesse, et n'ont pas ménagé leurs conseils.

J'ai sollicité de très nombreuses personnes à l'Institut, que je remercie pour leur aide fréquente. Je tiens à remercier en particulier le service des TP pour leurs nombreux conseils et la confiance qu'ils m'ont témoignée en me prêtant très souvent du matériel. Merci à Jean-Louis DUCHEMIN pour ses interventions rapides et efficaces, à Alain AIDE et à l'atelier de mécanique. Merci à Gérard ROGER et Patrick GEORGES pour leur aide ponctuelle sur les lasers. Je remercie également le service achats pour leur patience et leur compréhension face aux besoins, parfois urgents, de commander du matériel. Merci à Isabelle BESSAGUET pour le tirage de ce manuscrit.

Un grand merci à tous les membres du groupe d'Optique Atomique, avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à discuter, et qui m'ont soutenue et conseillée avec sympathie : Yann, Guillaume, Paul, Véronique, David, Sadiq, Simon, Fabrice, Joseph, Philippe, Nathalie, Vincent, Jérôme, Carlos, Cyriaque, Laurent, Vincent (bis !), Stuart, Bruno, Christine ... J'ai partagé avec certains d'entre eux de bons repas, et je les remercie de m'avoir offert leur amitié et leur confiance. Une mention toute particulière pour DeL (ohé, ohé ohé ohé ...) avec qui j'ai vraiment passé de bons moments, en appréciant sa générosité et sa constante bonne humeur. J'ai été contente de partager avec lui les difficultés rencontrées lors des étapes de rédaction du manuscrit et de préparation de la soutenance.

Enfin, je remercie mes grands-parents et tout particulièrement mes parents. Ces derniers m'ont toujours soutenue, encouragée et fait confiance dans tous mes choix. Pour leur témoigner ma reconnaissance, je leur dédie ce manuscrit. Merci également à tous mes amis grâce auxquels j'ai vécu de bons moments de détente et qui m'ont souvent encouragée et réconfortée : Chriiiiis, Alex, Ben, Lolo, Fab, Yann, Sylvain, Bruno pour les Supops, et Céline, Romuald, Florent pour les plus anciens. Je souhaite terminer par la personne la plus importante au cours de cette année écoulée, Georges, que je remercie pour sa confiance, son soutien et ses nombreuses attentions. Il a su se montrer patient, très compréhensif et m'a apporté une aide précieuse. Je lui souhaite de réussir dans ce qu'il a entrepris, et je serai à ses côtés pour l'encourager à mon tour.

Table des matières

Introduction 11

1 Pré-refroidissement et détection du nuage atomique d'He* **17**

1.1 Production du jet ralenti d'He* . . . 17

1.1.1 La source d'He* . . . 19

1.1.2 La collimation transverse . . . 19

1.1.3 Le ralentissement longitudinal . . . 19

1.2 Caractéristiques du PMO d'He* . . . 20

1.2.1 Fonctionnement . . . 20

1.2.2 Pertes à 2 corps . . . 20

1.2.3 Mélasse optique à 3 dimensions . . . 22

1.3 Détection électronique des atomes d'He* . . . 23

1.3.1 Principe de la détection . . . 23

1.3.2 Signal de temps de vol d'un nuage thermique . . . 24

1.3.3 Calibration de la détection électronique . . . 27

2 Réalisation du piège magnétique d'He* **29**

2.1 Dispositif expérimental . . . 29

2.1.1 Couplage atome-champ magnétique . . . 30

2.1.2 Champ magnétique de piégeage . . . 31

2.1.2.1 Description de la configuration utilisée . . . 31

2.1.2.2 Champ généré . . . 33

2.1.3 Quelques contraintes technologiques . . . 35

2.1.3.1 Nécessité d'un système de refroidissement . . . 35

2.1.3.2 Montée et coupure du champ . . . 36

2.2 Chargement du piège magnétique . . . 37

2.2.1 Pompage optique . . . 37

2.2.1.1 Intérêt . . . 37

2.2.1.2 Mise en place . . . 38

2.2.1.3 Résultats obtenus . . . 39

2.2.2 Adaptation à la mélasse . . . 39

2.3 Compression du piège 41
2.3.1 Quelques données théoriques 42
2.3.1.1 Grandeurs caractéristiques 42
2.3.1.2 Critères pour une compression adiabatique 43
2.3.2 Réalisation expérimentale 44
2.3.2.1 Diminution du biais et stabilisation 44
2.3.2.2 Vitesse choisie 46
2.3.2.3 Evolution de γ_{el} et ρ_{deg} 46
2.3.3 Effets sur le temps de vol des atomes 47
2.3.4 Effets sur le signal d'ions 50
2.4 Etude des pertes du piège magnétique 52
2.4.1 Durée de vie 52
2.4.1.1 Décroissance du taux d'ions 52
2.4.1.2 Mesure de la durée de vie par temps de vol 55
2.4.1.3 La durée de vie en tant que diagnostic 56
2.4.2 Taux de collisions Penning 58
2.4.2.1 Réduction théorique 58
2.4.2.2 Borne supérieure observée 58

3 Etude du piège magnétique **61**
3.1 Présentation des outils 62
3.1.1 La sonde laser 62
3.1.1.1 Interaction avec les atomes 62
3.1.1.2 Mise en place 63
3.1.2 L'onde radio-fréquence 65
3.2 L'imagerie 66
3.2.1 Généralités 66
3.2.2 Choix des paramètres 67
3.2.3 Résultats et conclusion 70
3.3 Etude *in situ* du champ magnétique 72
3.3.1 Mesure du biais 73
3.3.1.1 Mesure à l'aide de la sonde 73
3.3.1.2 Mesure à l'aide de la RF 74
3.3.2 Etude de la coupure du champ magnétique 76
3.3.2.1 Méthode employée 76
3.3.2.2 Piège non comprimé 77
3.3.2.3 Piège comprimé 78
3.4 Spectroscopie RF du piège magnétique 80
3.4.1 Distribution en énergie dans le piège 80
3.4.2 Réalisation expérimentale 82

3.4.3 Résultats obtenus 85

4 Thermalisation d'un nuage d'He* 89

4.1 Collisions élastiques entre atomes d'He* polarisés 90
4.1.1 Définition de la constante de collisions élastiques 90
4.1.2 Effet de la température 91
4.1.3 Taux de collisions élastiques 93
4.2 Modélisation de l'expérience de thermalisation 93
4.2.1 Principe de l'expérience 94
4.2.2 Modèle intuitif 96
4.2.3 Résolution analytique 100
4.2.3.1 Hypothèses et équation de Boltzmann 100
4.2.3.2 Solution obtenue avec la réaction (A) 104
4.2.3.3 Solution obtenue avec les réactions (A) et (B) 106
4.2.3.4 Conclusion 107
4.2.4 Simulations numériques 107
4.3 Réalisation expérimentale 108
4.3.1 L'expérience de thermalisation 108
4.3.1.1 Conditions expérimentales 108
4.3.1.2 Signaux observés 109
4.3.1.3 Résultats obtenus 111
4.3.2 Conclusion 114
4.3.3 Discussion : validité des résultats 116
4.3.3.1 Exploitation des ajustements 116
4.3.3.2 Hypothèse du chauffage 118
4.3.3.3 Expérience complémentaire 120

5 Condensation de Bose-Einstein de l'He* 125

5.1 Rappels : quelques formules 126
5.1.1 Seuil de condensation 126
5.1.2 Caractéristiques du nuage thermique 128
5.1.3 Caractéristiques du condensat 128
5.2 Refroidissement évaporatif du nuage piégé 130
5.2.1 Principe 130
5.2.2 Choix de la rampe RF 131
5.2.2.1 Modèle théorique 131
5.2.2.2 Réalisation expérimentale 132
5.2.3 Evolution des signaux détectés 134
5.2.3.1 Observation de l'évaporation 134
5.2.3.2 Seuil de condensation 138

5.3 Particularités liées à la coupure des champs magnétiques 138
5.3.1 Mise en évidence du problème 138
5.3.2 Mesure de la fréquence d'oscillation 140
5.3.3 Ajout d'un gradient de champ magnétique à la coupure 141
5.3.3.1 Scénario 141
5.3.3.2 Effet d'un gradient vertical 143
5.3.3.3 Conclusion 146
5.3.4 Spectroscopie RF du condensat 147
5.4 Etude quantitative du condensat 151
5.4.1 Ajustement des temps de vol 151
5.4.1.1 Allure théorique des signaux observés sur le MCP 152
5.4.1.2 Procédure d'ajustement 154
5.4.1.3 Détermination du facteur correctif $\mathcal{F}_{\text{cor}}$ 156
5.4.2 Quelques données caractéristiques 158
5.4.3 Mesure de la longueur de diffusion 159
5.5 Observation du taux d'ions 160
5.5.1 Durée de vie 161
5.5.2 Formation du condensat 162

Conclusion **165**

A L'atome d'He* **167**

B Articles **169**

Bibliographie **195**

Introduction

En 1924 Albert Einstein, en approfondissant une idée du physicien indien Satyendranath Bose [1], avait prédit que dans un gaz sans interactions, à basse température et de densité suffisamment élevée, devait se produire un étonnant phénomène. En effet, un calcul de statistique quantique montre qu'en refroidissant un gaz de bosons, de telle sorte que la longueur d'onde thermique associée aux atomes devienne de l'ordre de la distance inter-atomique, une transition de phase apparaît [2, 3]. Au cours de cette transition, une fraction macroscopique des atomes s'accumule – "se condense" – dans l'état fondamental du système : c'est la condensation de Bose-Einstein. Il fallut attendre 1937, avec la découverte de la superfluidité de l'hélium à très basse température, pour que la prédiction d'Einstein soit reconsidérée. Fritz London proposa l'existence d'un lien entre la superfluidité et la condensation de Bose-Einstein, ce qui est le point de départ des théories actuelles sur la superfluidité. Plus tard, en 1957, John Bardeen, Leon Cooper et John Schrieffer s'inspirèrent de l'idée d'Einstein pour expliquer la supraconductivité, observée à très basse température dans certains éléments et alliages simples [4]. Leur théorie, connue sous le nom de théorie BCS, décrit cette propriété comme la condensation de Bose-Einstein de paires d'électrons à l'intérieur du matériau.

Pendant longtemps, l'hélium superfluide et les supraconducteurs constituèrent les seuls systèmes exploitables pour l'étude expérimentale de la condensation de Bose-Einstein. On peut aussi signaler les travaux sur la condensation d'excitons, dont l'interprétation reste sujette à discussion [5]. Néanmoins, dans de tels milieux, les interactions entre particules jouent un rôle essentiel, ce qui complique singulièrement la compréhension du phénomène. Pour cette raison, les physiciens ont cherché à atteindre la condensation de Bose-Einstein dans un gaz dilué, où les interactions s'avèrent suffisamment faibles pour pouvoir être décrites par une théorie de champ moyen. Après 15 ans de progrès en matière de techniques de piégeage et refroidissement d'atomes par laser, la condensation de Bose-Einstein d'un gaz dilué a pu être observée pour la première fois en 1995 [6].

Cette découverte suscita un grand intérêt parmi plusieurs communautés de physiciens. D'une part, un condensat de Bose-Einstein constitue un objet d'étude particulier, se situant à la frontière entre la Physique atomique et la Physique de la matière condensée. D'autre part, il offre de nombreuses applications en perspective [7, 8, 9], en particulier en tant que source cohérente d'ondes de matière pour l'Optique atomique [10]. En effet,

les atomes d'un condensat sont décrits par une seule et même fonction d'onde, comme le sont les photons d'un faisceau laser en Optique photonique. Les propriétés de cohérence des condensats ont été mises en valeur par l'observation, par exemple, d'un système de franges d'interférences entre deux condensats indépendants [11], ou de battements entre deux ondes atomiques – "lasers à atomes" – extraites d'un condensat [12, 13]. En outre, les interactions entre atomes font du condensat un milieu non-linéaire intrinsèque, dans lequel on a pu, par exemple, réaliser un mélange à quatre ondes [14] : trois ondes atomiques de vitesses différentes, créées à partir d'un condensat, se mélangent par le biais des collisions entre atomes, et génèrent ainsi une quatrième onde. Ainsi, de nombreux travaux de recherche ont été entrepris sur ou autour de la condensation de Bose-Einstein. Celle-ci constitue un sujet d'étude particulièrement attractif pour les physiciens, comme le montre le Prix Nobel de Physique 2001, décerné à Eric A. Cornell, Wolfgang Ketterle et Carl E. Wieman "pour la réalisation de la condensation de Bose-Einstein dans des nuages gazeux d'atomes alcalins, ainsi que pour leurs études pionnières fondamentales sur les propriétés du condensat".

Jusqu'en février 2001, seuls trois alcalins (Rb, Na et Li) et l'hydrogène polarisé avaient donné lieu à la réalisation expérimentale de la condensation de Bose-Einstein [6, 15, 16, 17]. Dans la nuit du 12 février 2001, notre groupe a observé le premier condensat d'hélium métastable (^{4}He dans l'état 2^3S_1, symbolisé dans cette thèse par He*), apportant ainsi un nouvel élément à la liste précédente [18]. Ce résultat a été confirmé une semaine plus tard par le groupe de l'ENS, observant à leur tour un condensat d'He* [19]. Très récemment un nouvel alcalin, le potassium, a également donné lieu à la condensation de Bose-Einstein [20]. Contrairement aux atomes des autres condensats, les atomes d'hélium ne se trouvent pas dans leur état électronique fondamental, mais dans l'état excité métastable 2^3S_1, possédant 20 eV d'énergie interne. Cette particularité rend le condensat d'He* particulièrement attractif et bien distinct des autres condensats, et laisse espérer la réalisation d'expériences originales.

L'énergie interne élevée des atomes d'He* les rend capables d'extraire un électron d'un autre atome, d'une molécule ou d'une surface métallique. Cette propriété est utilisée pour détecter ces atomes, car en recueillant et multipliant l'électron produit, on mesure un courant électrique proportionnel au flux d'atomes qui frappe le détecteur. Cette faculté ouvre donc la voie vers une détection électronique efficace et très rapide (de l'ordre de la ns) de l'hélium métastable, venant compléter les méthodes de détection optique habituelles. De plus, à l'aide de techniques de comptage, les atomes peuvent être détectés individuellement, rendant la méthode de détection particulièrement sensible.

Du point de vue de l'Optique atomique, un condensat de Bose-Einstein d'atomes d'He* constitue une source d'atomes froids de grande énergie interne (11 ordres de grandeur plus grande que son énergie thermique à 1 μK). On peut envisager son utilisation pour

l'impression de surfaces sensibles, ou comme sonde de surface [21]. Sa cohérence spatiale élevée la rend intéressante pour des expériences d'holographie telles que dans [22, 23]. Sans même considérer les propriétés de cohérence de cette source, sa température très basse la destine à des expériences nécessitant une très faible dispersion en vitesse comme, par exemple, la réflexion quantique proche d'une surface [24].

Pour ce qui est de l'étude du condensat en lui-même, la grande souplesse de la détection électronique peut guider le choix des expériences, favorisant celles difficilement réalisables avec les alcalins ou l'hydrogène. De nouvelles expériences d'Optique quantique atomique deviennent possibles. Par exemple, en mesurant et comparant les fonctions de corrélations spatio-temporelles d'ordre 2 d'un condensat et d'un nuage thermique [25, 26], on réalise l'analogue de la célèbre expérience d'Hanbury-Brown et Twiss en Optique quantique photonique [27, 28]. On peut aussi venir observer les interférences spatiales entre deux condensats indépendants [11], grâce à l'utilisation d'un détecteur capable de résoudre temporellement et spatialement les atomes. L'émergence d'une phase relative entre les deux condensats, prédite théoriquement [29], pourrait alors être suivie en temps réel. La très grande sensibilité de la détection des métastables permet des expériences impliquant un très petit nombre d'atomes, loin de la limite thermodynamique. On peut ainsi envisager d'étudier des effets dus au nombre fini d'atomes condensés [30], ou se placer dans des régimes dans lesquels l'influence du champ moyen s'avère plus ou moins importante. L'observation du taux d'ions, résultant des collisions à deux et trois corps au sein du nuage atomique, constitue une méthode d'observation non-destructive du condensat, permettant de visualiser en direct la cinétique de formation et de destruction de celui-ci. Enfin, l'existence d'un isotope fermionique métastable (^{3}He*) rend possible [31], en utilisant le refroidissement sympathique, l'étude des gaz de fermions dégénérés [32, 33, 34, 35].

Toutes ces raisons font de l'He* un candidat attractif pour la condensation de Bose-Einstein. Avant d'essayer de condenser l'He*, il nous a fallu auparavant étudier la faisabilité d'un tel condensat, à la fois théoriquement, tous les éléments ne conduisant pas à la condensation de Bose-Einstein [36], et technologiquement. La condensation de Bose-Einstein d'un gaz à la température T survient lorsque la longueur d'onde thermique de de Broglie d'un atome, $\Lambda_{\rm dB} = h/\sqrt{2\pi m k_B T}$ est de l'ordre de grandeur de la distance moyenne entre deux atomes. Pour une densité spatiale n_0 au centre du nuage atomique, cette condition se traduit par le critère sur la densité réduite dans l'espace des phases, appelée aussi paramètre de dégénérescence, $\rho_{\rm deg} = n_0 \Lambda_{\rm dB}^3 \approx 2,6$.

Les techniques de refroidissement d'atomes par laser permettent typiquement d'obtenir un paramètre de dégénérescence de l'ordre de $\rho_{\rm deg} \sim 10^{-6}$ [7]. Pour poursuivre l'augmentation de $\rho_{\rm deg}$, une technique qui a fait ses preuves consiste à transférer le nuage pré-refroidi vers un piège magnétique dans lequel les atomes sont soumis à une phase de refroidissement évaporatif [7]. On expulse du piège des atomes qui ont une énergie très supérieure

(typiquement $6k_BT$) à l'énergie moyenne d'un atome dans le piège. Les collisions élastiques entre atomes restants assurent une redistribution de l'énergie, conduisant à un nouvel état d'équilibre de température inférieure à celle de départ. Un refroidissement efficace est obtenu en forçant l'évaporation, c'est-à-dire en diminuant progressivement le seuil en énergie auquel les atomes sont expulsés, au fur et à mesure de la diminution de température. Malgré la diminution du nombre d'atomes qui en résulte, on montre que cette technique peut augmenter considérablement le paramètre de dégénérescence [37], amenant ainsi le système au seuil de condensation. Typiquement, dans le cas de l'He*, la condensation se produit avec une température de 1 μK et une densité de 4×10^{12} at/cm^3.

Au cours de ce refroidissement, les atomes piégés peuvent interagir également par des collisions inélastiques, en particulier les collisions Penning, entraînant la fuite hors du piège des atomes ayant effectué une telle collision. De même, un atome ayant subi une collision avec une molécule du gaz résiduel (à température ambiante) se trouve éjecté du piège. L'ensemble de ces processus introduit donc des pertes d'atomes non désirées. Pour que le refroidissement évaporatif reste efficace, il faut que, dans le piège magnétique, le rapport du taux de collisions élastiques sur le taux des processus de pertes soit supérieur à un nombre de l'ordre de 300 [37].

Au début de ce travail de thèse, il n'existait aucune donnée expérimentale suffisante pour connaître les valeurs de ces taux de collisions. D'une part, nous ne disposions que de quelques données théoriques pour extraire le taux de collisions élastiques au sein de notre nuage atomique [38, 39, 40]. D'autre part, nous savions que le caractère métastable de l'He* rend *a priori* difficile l'obtention de hautes densités, du fait des collisions inélastiques entre atomes, en particulier les collisions Penning, provoquant la destruction de l'échantillon et empêchant d'atteindre la condensation de Bose-Einstein. Par exemple, si on parvenait à réaliser un échantillon atomique non polarisé d'He* avec une densité de l'ordre de 4×10^{12} at/cm^3, celui-ci serait détruit en 2 à 3 ms seulement [41, 31, 42]. Des prédictions théoriques montrent toutefois que lorsque les atomes d'He* sont polarisés, comme c'est automatiquement le cas dans un piège magnétique, les collisions inélastiques se trouvent fortement réduites, de l'ordre de 4 ordres de grandeur [38, 39, 40]. Dès 1972, une réduction de ces collisions inélastiques d'au moins un ordre de grandeur avait été observée expérimentalement [43].

Lors des études préliminaires à l'obtention de la condensation de Bose-Einstein, effectuées au cours de ce travail de thèse, cette observation a bien été confirmée, et la réduction des collisions inélastiques obtenue s'élève au moins à un facteur 100 [44, 45]. Par ailleurs, afin de mesurer le taux de collisions élastiques dans notre échantillon atomique, nous avons réalisé des expériences de thermalisation, en développant une méthode originale permettant d'exploiter la détection électronique des atomes [46]. Les résultats obtenus se sont avérés en accord avec ceux attendus théoriquement. Ils donnent un taux de collisions élastiques suffisamment élevé pour espérer effectuer un refroidissement évaporatif efficace et

atteindre la condensation de Bose-Einstein avec notre nuage atomique d'He*, en considérant toutefois que les collisions inélastiques s'avèrent bien réduites de plusieurs ordres de grandeur.

Nos différentes observations nous ont donc encouragés à poursuivre la réalisation d'un condensat de Bose-Einstein d'He*. Le travail de thèse rapporté dans ce manuscrit décrit le cheminement expérimental adopté dans ce but. Il expose tout d'abord la méthode de détection électronique utilisée et souligne la rapidité et l'efficacité d'un tel dispositif. Il précise ensuite les caractéristiques du piège magnétique construit, et met en avant les mesures du champ magnétique, réalisées *in situ* en venant sonder les atomes piégés. Des mesures de spectroscopie du piège magnétique sont également effectuées afin de tester l'équilibre des atomes dans le piège. La méthode de l'expérience de thermalisation ainsi que sa modélisation sont ensuite exposées. Les résultats expérimentaux obtenus permettent de déduire une valeur du taux de collisions élastiques au sein de l'échantillon atomique. Finalement, le manuscrit décrit l'obtention d'un condensat d'He*. Il explique l'allure des signaux expérimentaux observés, influencés par la coupure des champs magnétiques. L'exploitation des signaux obtenus permet de déduire une valeur de la longueur de diffusion.

Plan de la thèse

Ce manuscrit se divise en cinq chapitres.

Le premier chapitre rappelle les principales caractéristiques de notre jet atomique d'He* ralenti et celles du piège magnéto-optique (PMO) réalisé [47, 48]. Une fois le nuage piégé et refroidi, il faut pouvoir mesurer le nombre d'atomes présents et leur température. Ceci est réalisé électroniquement à l'aide d'une galette à micro-canaux (MCP) placée sous-vide. Le chapitre décrit ce système de détection, qui sera employé pour tous les travaux décrits dans cette thèse.

Le deuxième chapitre est consacré à la réalisation expérimentale de notre piège magnétique d'He*. Il débute par la description du système de bobines utilisé et du champ créé, puis explique quelques contraintes techniques. Après avoir détaillé le chargement du nuage atomique dans le piège magnétique, il présente les observations faites lors de la compression du piège, utilisée pour augmenter le taux de collisions élastiques dans le nuage piégé. Enfin, la dernière partie discute les résultats obtenus sur les pertes dans le piège, en particulier celles liées à la durée de vie et aux collisions à 2 corps entre atomes piégés.

Le troisième chapitre se propose d'étudier plus en détails le piège magnétique, et de s'assurer que ses caractéristiques permettront d'atteindre la condensation de Bose-Einstein. Pour cela, trois méthodes ont été mises en oeuvre, permettant d'interagir avec les atomes piégés et de les sonder. Deux d'entre elles consistent à remonter au champ magnétique *in situ* au niveau des atomes, par mesure du désaccord Zeeman de la transition atomique à l'aide d'un sonde laser ou d'une onde radiofréquence (RF). Les études ainsi réalisées fournissent une mesure du biais du potentiel de piégeage. On a aussi accès au comportement

du champ magnétique à la coupure du piège, donnée importante pour s'assurer de la fiabilité des signaux de temps de vol du piège détectés sur le MCP, et qui sera utilisée *a posteriori* pour comprendre et exploiter nos signaux dans le cas d'un nuage très froid en présence d'un condensat. Enfin, la fin du chapitre est consacrée à la spectroscopie RF du piège magnétique. Celle-ci permet de connaître la distribution en énergie des atomes piégés, et de s'assurer qu'elle est proche de l'équilibre thermodynamique.

Le quatrième chapitre expose les mesures de thermalisation, effectuées sur le nuage atomique dans le but d'obtenir une valeur expérimentale du taux de collisions élastiques. L'expérience de thermalisation consiste à placer le nuage atomique hors-équilibre et à mesurer le temps, appelé temps de thermalisation, nécessaire à l'échantillon pour atteindre à nouveau l'équilibre thermodynamique. Une étude théorique permettant de modéliser cette expérience est présentée. Elle permet de relier le temps de thermalisation auquel nous avons accès expérimentalement au taux de collisions élastiques. Les résultats expérimentaux obtenus, corroborés par plusieurs vérifications expérimentales, fournissent une valeur du taux de collisions élastiques suffisamment élevée pour envisager un refroidissement évaporatif efficace du nuage atomique.

Le cinquième chapitre débute par une brève partie théorique sur la condensation de Bose-Einstein. Il décrit ensuite la phase de refroidissement évaporatif appliquée au nuage atomique piégé magnétiquement, et met en évidence la formation d'un condensat d'He*. En fait, malgré le caractère très convaincant des premiers signaux de temps de vol observés sur le MCP, un problème est immédiatement apparu, relatif au nombre d'atomes détectés. Une analyse approfondie de cette question, reposant sur les mesures antérieures de l'évolution du champ magnétique à la coupure, a permis de comprendre l'origine de cet apparent problème. Elle montre que, ce qui a pu apparaître comme un point négatif à première vue, se révèle en fait comme un formidable atout, permettant de couper le piège magnétique extrêmement rapidement. Cette analyse est confirmée par les résultats expérimentaux fournis par deux méthodes indépendantes. Le chapitre dégage ensuite les principales caractéristiques des condensats formés et en déduit une mesure de la longueur de diffusion. Enfin, quelques résultats préliminaires tirés de l'observation du taux d'ions produits par le nuage atomique piégé sont exposés. On montre que notre dispositif de détection électronique se comporte alors comme un moyen non-destructif d'observation du condensat tout au long de sa formation et de sa durée de vie.

Deux annexes terminent cette thèse. La première regroupe les paramètres de l'He* utilisés pour ces expériences. La deuxième reproduit les articles auxquels ce travail a donné lieu.

Chapitre 1

Pré-refroidissement et détection du nuage atomique d'He*

La technique généralement adoptée pour atteindre la condensation de Bose-Einstein est d'appliquer une phase de refroidissement évaporatif à un échantillon atomique piégé magnétiquement [7, 37]. Or le caractère non-dissipatif du piège magnétique ne permet pas son chargement direct depuis un jet atomique, même ralenti. Afin de charger correctement le piège magnétique, il faut au préalable refroidir le nuage atomique afin de diminuer l'énergie cinétique des atomes jusqu'à la rendre inférieure à la profondeur du piège magnétique choisi. Cette étape préliminaire est généralement réalisée en appliquant à l'échantillon atomique une phase de refroidissement laser. Elle consiste à capturer le plus grand nombre possible d'atomes à partir d'un jet ralenti et à les pré-refroidir grâce à un piège magnéto-optique (PMO) suivi éventuellement d'une mélasse optique.

Ce chapitre a pour but de rappeler, dans une première partie, les principales caractéristiques de notre jet atomique d'He* ralenti et celles du PMO obtenu. Une fois le nuage piégé et refroidi, il faut pouvoir mesurer le nombre d'atomes présents et leur température. Ceci est réalisé électroniquement à l'aide d'une galette à micro-canaux (MCP) placée sous-vide. Une deuxième partie est donc consacrée à la description de ce système de détection qui sera employé pour tous les travaux décrits dans cette thèse. Tous les sujets développés dans ce chapitre de rappels ont été largement développés et étudiés au cours de travaux précédents [47, 48], auxquels le lecteur pourra se référer pour plus de détails.

1.1 Production du jet ralenti d'He*

On peut distinguer trois parties dans le refroidissement du jet atomique : la source produisant de l'hélium dans son état métastable, la collimation transverse du jet par une mélasse à deux dimensions, le refroidissement longitudinal à l'aide du ralentisseur Zeeman. La figure 1.1 montre les différents éléments du dispositif expérimental.

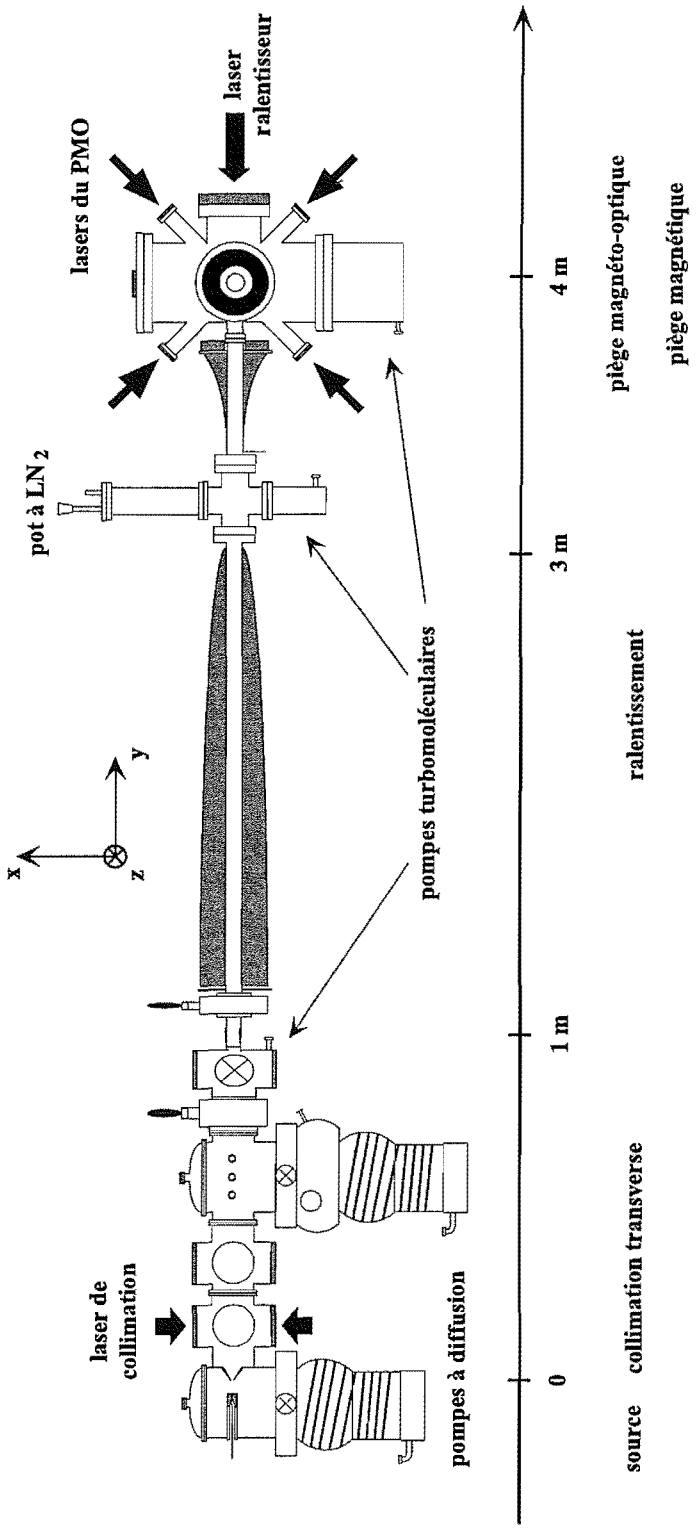


FIG. 1.1 – *Schéma général du dispositif expérimental. On a représenté la source d'He* et les divers éléments servant à la collimation transverse et au ralentissement longitudinal du jet, ainsi qu'au piège magnéto-optique (PMO) et au piège magnétique. Pour alléger la figure, les faisceaux lasers se propageant suivant l'axe (Oz), utilisés pour la collimation transverse et le PMO, ne sont pas représentés.*

1.1.1 La source d'He*

Le gaz d'hélium fondamental, initialement à une pression de plusieurs bars, subit une détente à l'intérieur du système à vide. Le jet atomique d'hélium ainsi créé est soumis à une décharge de 1 kV qui permet d'exciter une partie des atomes dans l'état métastable 2^3S_1 (cf Annexe A). L'efficacité de la décharge est de l'ordre de 1 atome métastable créé pour 10^4 atomes restant dans l'état fondamental. La source est refroidie à l'azote liquide (77 K) afin de diminuer la vitesse longitudinale des atomes. Le jet atomique d'He* produit est caractérisé par un flux de 10^{12} at/s, une vitesse longitudinale de l'ordre de 1200 m/s et une divergence de $\sim$ 40 mrad.

1.1.2 La collimation transverse

Le jet issu de la source est très divergent. Or le refroidissement longitudinal nécessite de propager le jet sur 3 mètres environ. Afin d'optimiser le nombre d'atomes du jet capturés dans le PMO, il est nécessaire d'augmenter l'intensité sur l'axe du jet atomique. Ceci est réalisé grâce à une étape de refroidissement transverse du jet à l'aide d'une mélasse à deux dimensions. Dans les deux dimensions (Ox) et (Oz), un faisceau laser saturant et résonnant avec la transition atomique 2^3S_1 - 2^3P_2 (cf Annexe A) est rétro-réfléchi. Chaque faisceau a une puissance de 20 mW et une surface de 7 cm×0,5 cm, la plus grande dimension étant parallèle au jet. Leur front d'onde est courbé afin de garder l'atome à résonance avec le laser tout le long de l'interaction [49, 50, 51]. Après la mélasse transverse, le jet d'He* contient 2×10^{11} at/s avec une divergence de $\sim$ 2 mrad. La mélasse permet ainsi d'augmenter l'intensité sur l'axe au niveau de l'enceinte, après 3 mètres de propagation, d'un facteur 70 environ.

Cette collimation des atomes métastables permet par ailleurs de diminuer le flux, au niveau de l'enceinte, du cône d'atomes restés dans l'état fondamental et donc non collimaté. On dispose pour cela des diaphragmes le long de la propagation du jet ayant chacun un diamètre égal à celui du jet collimaté et éliminant ainsi une très grande partie, environ 99,7%, du jet très divergent de fondamentaux. Néanmoins le jet au niveau de l'enceinte contient encore 150 fois plus de fondamentaux que de métastables. Pour empêcher le jet de fondamentaux de détruire le nuage piégé, un obturateur mécanique sous vide bloque le jet atomique en dehors des périodes de chargement du PMO.

1.1.3 Le ralentissement longitudinal

La technique utilisée consiste à décélérer le jet grâce à la force de pression de radiation exercée sur les atomes par un faisceau laser saturant. Celui-ci est maintenu sur la résonance atomique tout au long de la décélération à l'aide d'un solénoïde produisant un champ magnétique variable. Le champ ainsi créé permet de compenser en permanence, par effet Zeeman, le désaccord Doppler des atomes en train de ralentir. Il varie typiquement de 400

à -250 G tout au long des trois mètres nécessaires au ralentissement. De cette manière la vitesse des atomes est réduite de 1200 m/s à $\sim$ 100 m/s.

Afin de ne pas affecter le bon fonctionnement du PMO, le laser ralentisseur est désaccordé de 400 MHz par rapport à la résonance atomique, ce qui explique le champ magnétique non nul en fin de ralentissement. Toutefois, ce champ magnétique vient perturber celui du PMO et entraîne un déplacement du nuage piégé par rapport au centre de l'enceinte. Il est donc nécessaire d'utiliser une bobine de compensation afin d'annuler le champ magnétique dû au ralentisseur Zeeman au niveau du centre de l'enceinte. Au cours du ralentissement, à cause de la diffusion transverse provoquée par l'émission spontanée de photons, le diamètre du jet augmente considérablement : il passe de quelques millimètres à 4 cm ! Cette divergence particulièrement importante en sortie du ralentisseur Zeeman impose de propager le jet sur une distance la plus courte possible après le ralentisseur. Il faut donc charger le PMO le plus près possible de la sortie du ralentisseur Zeeman pour obtenir un chargement efficace.

Au final, quelques pour-cent de la distribution en vitesses initiale du jet sont ralentis, soit un flux d'He* de l'ordre de 5×10^9 at/s. A cause de l'étalement transverse du jet, 10% sont transférés dans le PMO, soit un taux de chargement du PMO de 5×10^8 at/s. La partie suivante explicite les principales caractéristiques du PMO obtenu.

1.2 Caractéristiques du PMO d'He*

1.2.1 Fonctionnement

Le piégeage est réalisé par 3 faisceaux lasers saturants, rétro-réfléchis, désaccordés vers le rouge et polarisés circulairement. Ceux-ci sont dilatés à la taille maximale permise par nos fenêtres (largeur totale des faisceaux à $1/e^2$ égale à 2 cm) afin de maximiser la plage de capture spatiale du PMO. Le gradient de champ magnétique est produit par les bobines de compensation du piège magnétique de Ioffe-Pritchard (qui sera décrit au chapitre suivant), parcourues par des courants en sens opposés. La figure 1.2 montre ces différents éléments. Le nombre d'atomes dans le PMO est limité par la présence de collisions entre atomes d'He* piégés, introduisant un terme de pertes à deux corps particulièrement important en présence de lumière proche de la résonance atomique [52]. Le paragraphe suivant s'intéresse à ces collisions.

1.2.2 Pertes à 2 corps

On rencontre 2 types de pertes dans un PMO d'He*. D'une part, il existe des collisions entre un atome d'He* piégé et une molécule quelconque du gaz résiduel à 300 K, qui peuvent conduire, grâce à l'énergie interne de 20 eV de l'atome d'He*, à l'ionisation de la molécule.

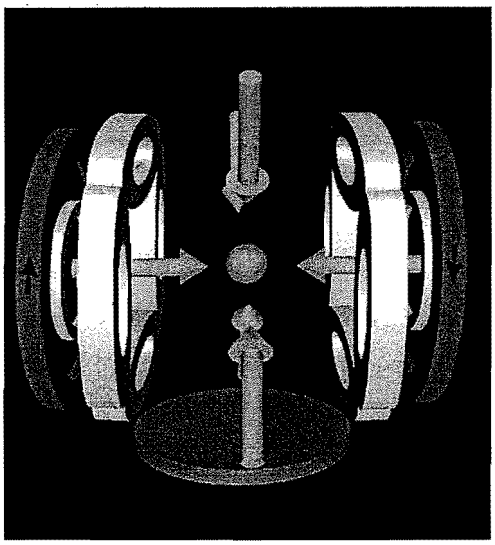


FIG. 1.2 – *Configuration du PMO : pendant cette phase, seules les deux grandes bobines (bobines de compensation du piège magnétique), représentées en gris foncé, sont activées et servent à créer le gradient de champ magnétique. Les petites flèches indiquent le sens de parcours du courant dans ces bobines. Les 6 grandes flèches représentent les lasers de piégeage. La galette de micro-canaux (MCP) est représentée entre les bobines sous les atomes.*

Sous l'effet de ces pertes, la densité atomique $n(r,t)$ dans le PMO diminue suivant la loi :

$$\frac{dn(r,t)}{dt} = -\frac{n(r,t)}{\tau} , \tag{1.1}$$

où τ représente la durée de vie de l'échantillon atomique (voir partie 2.4.1), inversement proportionnelle à la pression de gaz résiduel dans notre cas.

D'autre part, du fait de leur énergie interne de 20 eV, deux atomes d'He* entrant en collision possèdent assez d'énergie pour conduire à l'ionisation de l'un d'entre eux (l'énergie d'ionisation vaut 24,6 eV à partir du fondamental). Cette ionisation, appelée ionisation Penning, s'écrit

$$\mathrm{He}^*(2^3S_1, 2^3P_2) + \mathrm{He}^*(2^3S_1) \rightarrow \mathrm{He}(1^1S_0) + \mathrm{He}^+ + e^- . \tag{1.2}$$

Il est possible également de former un ion moléculaire He_2^+, mais cette réaction reste négligeable devant l'ionisation Penning [53].

Il existe donc dans un piège d'He* un terme de pertes à 2 corps, auquel les collisions Penning apportent une contribution importante. Ce terme s'avère prépondérant devant les pertes par durée de vie en présence de fortes densités. La densité évolue alors selon

$$\frac{dn(r,t)}{dt} = -\beta n^2(r,t) , \tag{1.3}$$

où β est le taux de pertes à 2 corps en cm^3/s. Le taux de pertes entre deux atomes dans l'état $2^3\mathrm{S}_1$ a été mesuré et vaut $\beta_{s-s} \sim 10^{-10}$ cm^3/s [41, 53, 31, 42]. Mais il s'avère beaucoup

plus élevé dans un PMO du fait de la présence de lumière proche de la résonance atomique [52]. En effet, la section efficace de collision entre un atome dans l'état 2^3S_1 et un autre dans l'état excité 2^3P_2 est deux ordres de grandeur plus élevée que pour deux atomes dans l'état 2^3S_1 [54, 31, 42]. Une façon de réduire l'influence de ces collisions assistées par la lumière est donc de désaccorder les lasers de piégeage par rapport à la résonance atomique, afin de limiter la fraction d'atomes dans l'état excité.

Ainsi, le point de fonctionnement optimal du PMO, obtenu en maximisant le nombre d'atomes piégés, conduit à un désaccord des lasers de $\sim 25\ \Gamma$, où $\Gamma = 1,6$ MHz. Pour conserver l'effet piégeant, le gradient de champ magnétique doit être élevé. A partir d'un gradient de 50 G/cm (direction forte (Oz)), on montre expérimentalement que le nombre d'atomes sature alors à 3×10^8, avec une température de 1 mK. La taille du nuage piégé (demi-largeur à $\frac{1}{\sqrt{e}}$) suivant (Oz) vaut 1,2 mm, ce qui donne une densité au centre de $n_0 \sim 3 \times 10^9$ at/cm^3. Dans ces conditions, nous avons mesuré un taux de collisions Penning de $\beta_{s-p} \sim 5 \times 10^{-9}$ cm^3/s [54]. La référence [55] compare nos mesures de β_{s-p} avec celles obtenues par d'autres groupes [52, 31, 42, 56, 41, 53].

1.2.3 Mélasse optique à 3 dimensions

Il s'avère judicieux de transférer le nuage pré-refroidi dans le piège magnétique avec une température la plus basse possible. En effet, comme évoqué au début du chapitre, on désire éviter de tronquer la distribution en énergie lors du transfert dans le piège magnétique à cause de sa profondeur finie. Une condition encore plus contraignante est d'imposer que la température du nuage avant le transfert soit assez basse pour que le chauffage dû à la compression adiabatique ultérieure du piège magnétique ne conduise pas à la perte d'atomes. D'autre part, plus la température du nuage au chargement du piège magnétique est faible, plus le taux de collisions élastiques en fin de compression sera élevé, le pouvoir de compression du piège s'avérant alors plus grand [47].

Pratiquement, pour refroidir les atomes du PMO en-dessous de 1 mK, on leur applique une phase de mélasse optique à trois dimensions. Cette phase est réalisée en coupant le champ magnétique (temps de coupure de l'ordre de la milliseconde). En agissant sur la commande du modulateur acousto-optique placé dans les faisceaux de piégeage, on rapproche leur fréquence de résonance jusqu'à quelques Γ et leur intensité est divisée par 10. A l'aide de bobines annexes, on compense les champs magnétiques résiduels. La mélasse est appliquée pendant 5 ms. Cette durée constitue un compromis entre un temps plus court mais moins efficace du point de vue du refroidissement, et un temps plus long entraînant des pertes par collisions Penning. On obtient ainsi un nuage à 300 μK contenant $1,5 \times 10^8$ atomes dans un volume identique à celui du PMO. La température atteinte reste très éloignée de la limite Doppler (40 μK pour l'He*), ce que nous avons du mal à justifier. Ceci pourrait s'expliquer par un déséquilibrage en intensité des différents faisceaux de la mélasse. Au lieu d'avoir un seul faisceau partagé en trois bras rétro-réfléchis, l'idéal serait

d'avoir 6 faisceaux indépendants. Un autre problème pourrait être la vitesse de coupure du champ magnétique, non-négligeable devant la durée d'application de la mélasse. Lors du transfert du nuage du PMO dans la mélasse, le paramètre de dégénérescence $\rho_{\mathrm{deg}} = n_0 \Lambda_{\mathrm{dB}}^3$, avec $\Lambda_{\mathrm{dB}} = h/\sqrt{2\pi m k_B T}$ la longueur d'onde thermique de de Broglie d'un atome, passe de 6×10^{-8} à 2×10^{-7}. Il va donc falloir gagner au moins 7 ordres de grandeur pour parvenir à la condensation de Bose-Einstein.

Avant de passer au chapitre suivant concernant le piège magnétique, il reste à rappeler le fonctionnement de notre système de détection électronique. La partie suivante décrit ce système, utilisé pour déterminer le nombre d'atomes et leur température dans le PMO et le piège magnétique.

1.3 Détection électronique des atomes d'He*

1.3.1 Principe de la détection

Lorsqu'un atome d'He* interagit avec une surface métallique, l'énergie stockée sous forme interne ($\sim$ 20 eV) est largement suffisante pour extraire un électron de celle-ci. Cette faculté ouvre la voie vers une détection électronique efficace et rapide de l'hélium métastable. En récupérant et multipliant l'électron arraché, on obtient une impulsion de charge, de durée typique 1 ns. Si le flux d'atomes frappant la surface est suffisamment élevé, on mesure un courant proportionnel à ce flux. Le flux incident maximal observé sur le détecteur s'élève à 5×10^7 atomes/s, soit un atome tous les 20 ns. Ce temps étant très inférieur à la durée de l'impulsion de charge générée par l'arrivée d'un atome d'He*, on détecte bien tous les événements, une coïncidence étant très peu probable. Lorsque le flux devient faible, il faut passer par une électronique de comptage, capable de détecter l'impulsion électrique produite par chaque atome. On place en sortie de la galette un amplificateur rapide, à la sortie duquel on observe, lorsqu'un atome tombe sur la galette, une impulsion de hauteur variable d'environ 100 mV et de durée 500 ns. Les variations de la hauteur des impulsions proviennent des fluctuations du gain du système de détection. Avant d'envoyer ces impulsions sur un compteur, on intercale un discriminateur, permettant de normer les impulsions, suivi d'un temps mort afin de ne compter qu'une fois chaque impulsion. Le système de comptage présente ainsi l'avantage de s'affranchir des fluctuations de gain de la chaîne de détection. Nous verrons un exemple de signaux obtenus en mode de comptage à la fin de ce travail (voir partie 5.5), le reste des résultats ne nécessitant pas l'utilisation d'un tel dispositif. La figure 1.3 montre le schéma de notre détection électronique. Le multiplicateur d'électrons est une galette de micro-canaux (HAMAMATSU ref. F 4655 à 2 étages), que l'on notera dans la suite MCP. Sa face d'entrée est portée à un potentiel négatif (~ -2 kV) et sa sortie est reliée à la masse. On place deux grilles au-dessus du MCP afin de pouvoir attirer ou repousser les ions positifs produits par collisions sur le gaz résiduel ou par collisions Penning, comme expliqué précédemment. Dans le cas

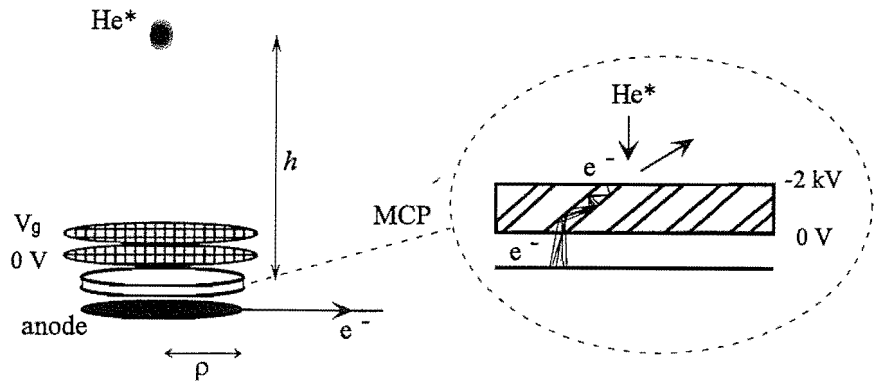


FIG. 1.3 – *Disposition du MCP et des deux grilles permettant de détecter un courant i proportionnel au flux d'He* détectés. A l'intérieur de l'encart est représenté un agrandissement du MCP : on peut y voir les canaux permettant de multiplier les électrons arrachés par les atomes d'He* incidents.*

où le potentiel V_g de la grille supérieure est choisi positif, on détecte seulement les atomes d'He*. Dans le cas où V_g <0, on détecte à la fois les atomes et les ions positifs. Mais dans la plupart des cas, les atomes d'He* apportent une contribution négligeable devant les ions au signal détecté. L'allure de la décroissance du signal observé en présence d'un nuage atomique piégé, abusivement appelé "signal d'ions", donne alors accès à la durée de vie de l'échantillon atomique (voir partie 2.4.1).

L'ensemble galette-grilles est placé dans l'enceinte à vide, à une hauteur $h = 51$ mm sous le centre de l'enceinte. Le rayon $\rho = 7,25$ mm du MCP permet de le placer entre les brides rentrantes (voir chapitre suivant). Un dispositif électronique, dont le schéma est représenté sur la figure 1.4, est placé en sortie de l'anode, à l'extérieur du système à vide. Il amplifie le courant produit et délivre une tension $V(t)$ proportionnelle au courant anodique $i(t)$ et lue à l'oscilloscope. Il se comporte comme un filtre passe-bas, de fréquence de coupure égale à 350 Hz.

1.3.2 Signal de temps de vol d'un nuage thermique

On s'intéresse ici à l'allure du signal détecté en fonction du temps attendu après la coupure du piège atomique. Considérons un nuage ponctuel contenant N_0 atomes piégés à l'équilibre thermodynamique à la température T. Soit $t = 0$ l'instant de coupure du piège (supposé instantané), le nuage atomique est alors libéré et explose dans le champ de pesanteur. En supposant que la distribution en vitesse suit une loi de Maxwell-Boltzmann on peut calculer en tout instant t le flux total d'atomes qui arrive sur la galette [47]. Ce

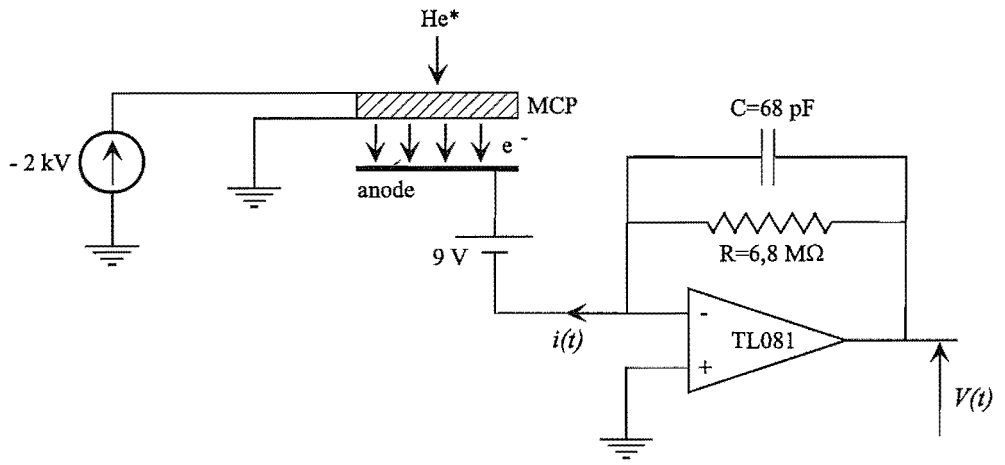


FIG. 1.4 – *Schéma électrique de la détection électronique. La tension de polarisation est $-2kV$. La tension de 9 V est fournie par une pile. Elle permet de collecter les électrons qui sortent à un potentiel nul de la galette. En sortie, on peut lire la tension $V(t)$, proportionnelle au courant anodique $i(t)$. Le filtre passe-bas a une fréquence de coupure de $\frac{1}{2\pi RC} = 350$ Hz.*

flux s'écrit

$$\frac{dN}{dt}(t) = N_0 \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \frac{h+\frac{1}{2}gt^2}{t^2} \exp\left(-\frac{m}{2k_BT}\frac{\left(h-\frac{1}{2}gt^2\right)^2}{t^2}\right) \times \left(1-\exp\left(-\frac{m}{2k_BT}\frac{\rho^2}{t^2}\right)\right) \quad , \tag{1.4}$$

avec m la masse atomique, g l'accélération de pesanteur, k_B la constante de Boltzmann. Nous utiliserons la formule 1.4 pour remonter au nombre d'atomes initialement piégés N_0 à partir du temps de vol observé. Il a été montré que les erreurs faites en négligeant la taille finie du nuage atomique ou en considérant un nuage légèrement décentré sont négligeables devant les incertitudes dues à la calibration du système de détection [47].

Tout au long du refroidissement évaporatif la température des atomes varie de 1 mK à 1 μK. Il est donc justifié de s'intéresser à l'évolution de l'allure du temps de vol en fonction de la température du nuage atomique. Il existe en effet des comportements bien différents suivant la gamme de températures considérée. Pour un nuage d'atomes assez chauds ($k_BT \gg mgh$), la gravité devient négligeable. L'explosion du nuage atomique se fait de manière isotrope et le nombre d'atomes arrivant sur le MCP vaut $N_0 \frac{\Omega}{4\pi}$ où Ω représente l'angle solide délimité par la galette depuis le centre du piège. Puisque $\Omega \sim 60$ msr, soit $\frac{\Omega}{4\pi} \sim 0{,}5$ %, on ne récolte qu'une très faible partie des atomes. Dans ce régime, plus les atomes sont froids plus la date d'arrivée du signal de temps de vol après la coupure du piège est grande, et plus le signal est large temporellement. A l'inverse, pour un nuage d'atomes froids ($k_BT \ll mgh$), la gravité gouverne la chute des atomes. Le temps d'arrivée t_0 du nuage devient indépendant de la température et vaut $t_0 = \sqrt{\frac{2h}{g}} \simeq 102$ ms. Il n'y

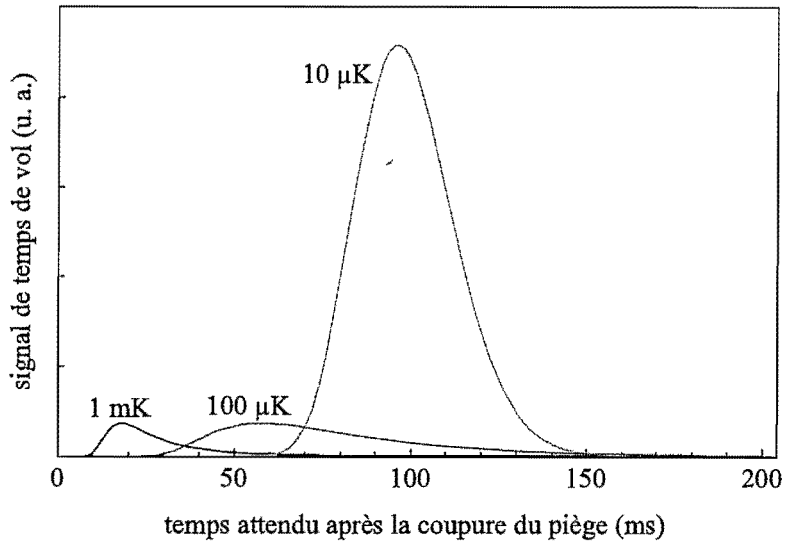


FIG. 1.5 – *Allure des temps de vol (formule 1.4), en fonction du temps attendu après la coupure du piège, correspondant à différentes températures du nuage piégé et pour un même nombre d'atomes dans le piège. La courbe en noir correspond à une température de 1 mK, celle en gris foncé à 100 μK et celle en gris clair à 10 μK. La différence d'aire entre les courbes vient principalement du fait que seuls 0,6 % (respectivement 1,7 %) des atomes initialement piégés atteignent le MCP à 1 mK (respectivement 100 μK), contre 12 % à 10 μK, la gravité influençant dans ce cas la chute des atomes et favorisant leur collection vers le MCP.*

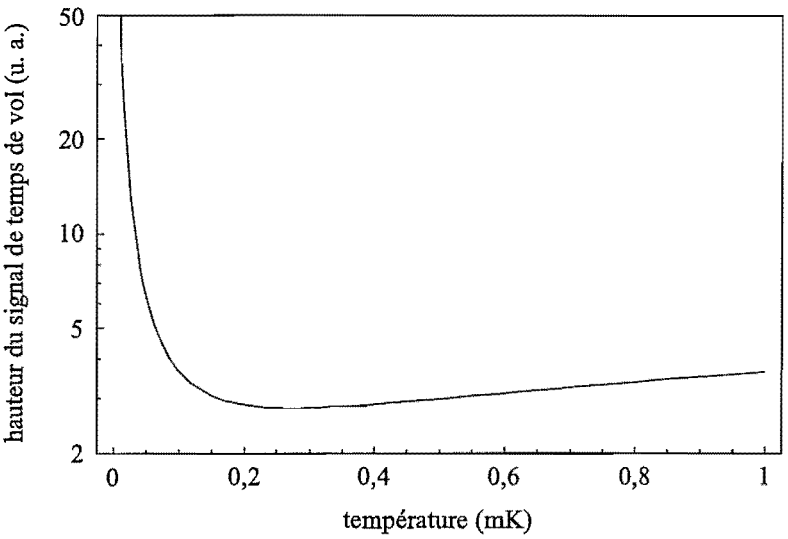


FIG. 1.6 – *Amplitude maximale du temps de vol, représentée en échelle logarithmique, en fonction de la température du nuage atomique, à nombre d'atomes piégés constant. Pour des températures élevées, la hauteur est fixée par le faible angle solide de détection. A partir de températures inférieures à 100 μK, elle augmente rapidement du fait de l'influence de la gravité, ramenant les atomes vers le MCP.*

a pratiquement pas d'explosion des atomes et tous sont récoltés sur le MCP. D'après la formule 1.4, l'expression du flux d'atomes reçu sur la galette devient dans le cas d'un nuage froid :

$$\frac{dN}{dt}(t) = gt \, \frac{N_0}{\sqrt{2\pi}\sigma_x(t)} \, e^{-x_0^2(t)/2\sigma_x^2(t)} \, , \tag{1.5}$$

où les paramètres $\sigma_x(t)$ et $x_0(t)$ sont définis par

$$\left\{ \begin{array}{rcl} \sigma_x(t) & \simeq & \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \, t \\ x_0(t) & = & h - \frac{1}{2} g t^2 \end{array} \right. . \tag{1.6}$$

Cette expression se comprend bien qualitativement : gt représente la vitesse du nuage acquise sous l'effet de la gravité, et vaut $gt \sim gt_0 \sim 1$ m/s pour des atomes au niveau du MCP. Le reste de l'expression traduit la densité linéïque verticale, c'est-à-dire la distribution des atomes suivant (Ox) intégrée sur le plan horizontal (Oyz), au niveau du détecteur après expansion balistique du nuage au cours de sa chute. La taille du nuage au niveau du MCP est de l'ordre de $\sigma_x(t_0) \sim 4,5$ mm. Le produit de la vitesse des atomes par la densité linéïque au niveau de la galette représente bien le flux d'atomes reçu par le MCP. En écrivant $t \sim t_0$, le temps de vol donné par 1.5 prend l'allure d'une gaussienne de demi-largeur temporelle à $\frac{1}{\sqrt{e}}$ égale à $\sigma_x(t) = \frac{1}{g}\sqrt{\frac{k_B T}{m}}$, centrée en t_0 et d'autant plus étroite en que les atomes sont froids. L'ensemble de ces résultats est illustré sur les figures de la page 26. La figure 1.5 montre différents signaux de temps de vol calculés pour des températures de 1 mK, 100 μK et 10 μK, à nombre d'atomes piégés constant. On constate qu'au-dessus d'une température de quelques dizaines de microkelvins, la détection est moins efficace car la galette collecte peu d'atomes. Ceci est confirmé en traçant, sur la figure 1.6, la hauteur du temps de vol en fonction de la température du nuage.

Pour exploiter les temps de vol expérimentaux, on les ajuste avec la formule 1.4 en laissant la température et le nombre d'atomes en paramètres libres. Il reste, pour avoir accès au nombre absolu d'atomes, à étalonner la chaîne de détection électronique, c'est-à-dire déterminer le facteur de conversion permettant de passer de la tension détectée $V(t)$ au nombre initial N_0 d'atomes piégés.

1.3.3 Calibration de la détection électronique

L'étalonnage du système de détection revient en fait à déterminer le rendement quantique η de l'extraction d'un électron de la face d'entrée de la galette lorsqu'un atome d'He* la frappe. On peut relier la tension $V(t)$ en sortie de la chaîne de détection électronique et le flux incident d'atomes $\frac{dN}{dt}(t)$ déterminé en 1.4 par

$$V(t) = T_{\rm gr} \, \eta \, G \, e \, R \, \frac{dN}{dt}(t) \, , \tag{1.7}$$

où $T_{\rm gr} = (0,84)^2$ est la transmission des deux grilles, $R = 6,8$ MΩ est la résistance du système électronique représenté sur la figure 1.4 et $G = 5 \times 10^5$ (donné par le constructeur

pour une tension de polarisation de $-1,8$ kV de la galette) représente le gain du MCP, c'est-à-dire le nombre d'électrons présents sur l'anode pour un électron produit sur la face d'entrée.

Une mesure annexe du nombre d'atomes N_0 est réalisée de manière optique, en mesurant l'absorption d'une sonde par les atomes d'un PMO. La méthode est celle décrite en [47]. La sonde, à résonance sur la transition 2^3S_1 - 2^3P_2 (fréquence ν_0), est envoyée 500 μs après la coupure afin de ne pas laisser le temps au nuage, ayant une température de 1 mK, de trop exploser. Elle est choisie large devant la taille du piège et très saturante afin de s'affranchir des différents élargissements en fréquence possibles tels que les élargissements par effet Doppler ou Zeeman. La puissance $\mathcal{P}_{\text{abs}}$ absorbée par le piège s'écrit donc $\mathcal{P}_{\text{abs}} = h\nu_0 \frac{\Gamma}{2} N_0$. En reportant le nombre d'atomes mesuré par absorption dans 1.7, on remonte à une valeur du produit $\eta G \sim 150000$. L'incertitude sur cette mesure s'avère difficile à estimer. D'une part, il faut prendre en compte l'influence des élargissements en fréquence sur le signal d'absorption rendant difficile la détermination de la puissance réellement absorbée par les atomes. D'autre part, nous verrons que, pour un piège magnétique, la coupure des champs magnétiques introduit un facteur d'incertitude supplémentaire sur les signaux de temps de vol. Ainsi, le nombre d'atomes mesuré par la détection électronique sera prudemment donné à un facteur 2 près. A partir du produit ηG on estime le rendement quantique η (pour les atomes d'He*) à environ 30 % avec un facteur 2 d'incertitude. Les incertitudes sur le gain G de la galette et sur la puissance réellement absorbée par les atomes sont trop importantes pour déterminer η plus précisément.

Chapitre 2

Réalisation du piège magnétique d'He*

Le chapitre précédent a montré que la densité atomique dans le PMO est limitée par les pertes à 2 corps entre atomes piégés, dominées par les collisions Penning. Or le paramètre de dégénérescence ρ_{deg} est de l'ordre de 2×10^{-7} dans la mélasse optique. Il faut donc gagner 7 ordres de grandeur au moins pour parvenir à la condensation de Bose-Einstein. Pour cela, il faut augmenter la densité de l'échantillon atomique et le refroidir. Les collisions Penning risquent alors de détruire le nuage atomique avant même d'avoir atteint une densité permettant la condensation. Toutefois une réduction de quatre à cinq ordres de grandeur du taux de collisions Penning est prédite théoriquement lorsque les atomes d'He* sont polarisés [38, 39, 40], ce qui est le cas pour des atomes d'He* piégés magnétiquement. Le nuage d'He* pré-refroidi va donc être transféré dans un piège magnétique où l'on cherche à augmenter son paramètre de dégénérescence, en espérant un taux de collisions Penning suffisamment réduit pour pouvoir permettre la condensation.

Ce chapitre est consacré à la réalisation expérimentale de notre piège magnétique d'He*. Il débute par la description du système de bobines utilisé et du champ créé, puis explique quelques contraintes techniques. Après s'être penché sur le chargement du nuage atomique dans le piège magnétique, il présente les observations faites lors de la compression et la décompression du piège. Enfin, la dernière partie discute les résultats obtenus sur les pertes dans le piège, en particulier celles liées à la durée de vie et aux collisions Penning.

2.1 Dispositif expérimental

Ce paragraphe rappelle le principe du piégeage d'atomes par un champ magnétique. La configuration choisie est celle de Ioffe-Pritchard qui a déjà fait ses preuves pour atteindre la condensation de Bose-Einstein avec des alcalins. Le champ magnétique est généré par 12 bobines disposées en "feuilles de trèfle" et parcourues par un courant de 240 A. Le module

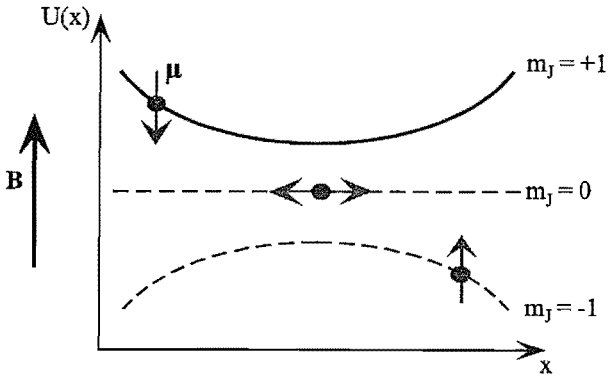


FIG. 2.1 – *Sous-niveaux Zeeman de l'état 2^3S_1 de l'atome d'He* en présence d'un champ magnétique $B(x)e_x$. Seul le sous-niveau correspondant à $m_J = +1$ présente un minimum d'énergie, et peut donc être piégé.*

du champ est semi-linéaire et devient harmonique pour un nuage froid. Un tel dispositif nécessite le développement de technologies particulières en ce qui concerne la dissipation de la puissance consommée et la coupure des champs.

2.1.1 Couplage atome-champ magnétique

Le moment dipolaire magnétique permanent $\boldsymbol{\mu}$ d'un état atomique s'écrit, en fonction de son moment cinétique total $\boldsymbol{J}$, comme $\boldsymbol{\mu} = -g_J \frac{\mu_B}{\hbar} \boldsymbol{J}$ avec g_J le facteur de Landé de l'état considéré. Le piégeage magnétique est réalisé par l'interaction entre le moment magnétique $\boldsymbol{\mu}$ de l'atome et le champ magnétique $\boldsymbol{B}(\boldsymbol{x})$. L'énergie d'interaction s'écrit $U(\boldsymbol{x}) = -\boldsymbol{\mu}.\boldsymbol{B}(\boldsymbol{x}) = \hbar\,\omega_L$, ω_L représentant la pulsation de Larmor avec laquelle le moment magnétique précesse autour du champ magnétique. Si celle-ci est grande devant la fréquence d'oscillation du mouvement de l'atome, le moment magnétique suit adiabatiquement le champ et le potentiel d'interaction se simplifie en $U(\boldsymbol{x}) = g_J\,\mu_B\,m_J\,B(\boldsymbol{x})$, où m_J est la projection de $\boldsymbol{J}$ sur la direction du champ magnétique (sous-niveau Zeeman) et $B(\boldsymbol{x})$ le module du champ $\boldsymbol{B}(\boldsymbol{x})$. Si les variations spatiales de $B(\boldsymbol{x})$ entraînent l'existence d'un minimum pour le potentiel $U(\boldsymbol{x})$, il est possible de piéger l'atome autour de ce minimum d'énergie. On peut se demander s'il est possible de piéger un atome dans un sous-niveau Zeeman quelconque. Les équations de Maxwell (théorème de Wing) interdisent l'existence d'un maximum local de $B(\boldsymbol{x})$ [57, 37]. Pour obtenir un potentiel piégeant, à savoir un minimum de $U(\boldsymbol{x})$, on doit donc vérifier $g_J\,m_J > 0$, c'est-à-dire $\boldsymbol{\mu}$ et $\boldsymbol{B}(\boldsymbol{x})$ de sens opposé. Considérons le cas particulier de l'état métastable 2^3S_1 de l'He*. C'est un spin pur ($L = 0$ et $S = J = 1$) avec $g_J = +2$ et possédant trois sous-niveaux Zeeman (voir figure 2.1). D'après la remarque précédente, seul le sous-niveau correspondant à $m_J = +1$ est piégeant. Le paragraphe suivant présente le champ magnétique choisi pour le piéger.

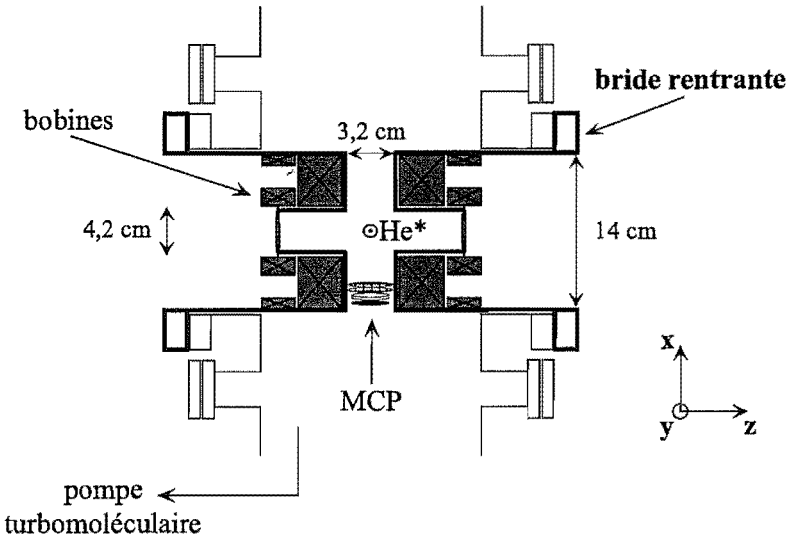


FIG. 2.2 – *Schéma du centre de l'enceinte à vide utilisée pour le piégeage des atomes. Les brides rentrantes permettent de rapprocher les bobines créant le champ magnétique des atomes d'He*, les brides rentrantes n'étant séparées que de 3,2 cm. Les hublots de diamètre externe 4,2 cm assurent un bon accès optique. Le MCP est placé entre les brides rentrantes sous le piège.*

2.1.2 Champ magnétique de piégeage

La configuration la plus simple de piège magnétique est celle du piège quadrupolaire où le champ est créé par deux bobines parcourues par des courants de sens opposé [58]. Ce type de piège a constitué une étape préliminaire pour tester le piégeage magnétique de l'hélium métastable [44] et nous a permis de mettre une borne inférieure sur le facteur de réduction des collisions Penning. Néanmoins, cette configuration présente un inconvénient majeur. Au centre du piège le champ s'annule et le critère de suivi adiabatique du champ par le spin n'est plus vérifié. Cela introduit des pertes, dites de Majorana [59], qui empêchent d'atteindre les densités nécessaires à la formation d'un condensat. Une solution consiste à focaliser un faisceau laser au centre du piège afin d'empêcher les atomes de s'approcher trop près de la zone de champ nul. Nous avons préféré employer une autre configuration de piège magnétique ne présentant pas d'annulation du champ.

2.1.2.1 Description de la configuration utilisée

Le fait de piéger les atomes dans une enceinte, et non pas dans une cellule, impose certaines contraintes expérimentales qui limitent le choix de la configuration de piège magnétique à construire. On ne souhaite pas placer de bobines sous-vide afin, d'une part, d'éviter tout phénomène de dégazage et d'autre part, de pouvoir modifier le système créant le champ sans altérer le vide régnant dans l'enceinte. Du fait de la taille de l'enceinte, il est difficile de placer les bobines près des atomes. L'emploi de brides rentrantes permet de les

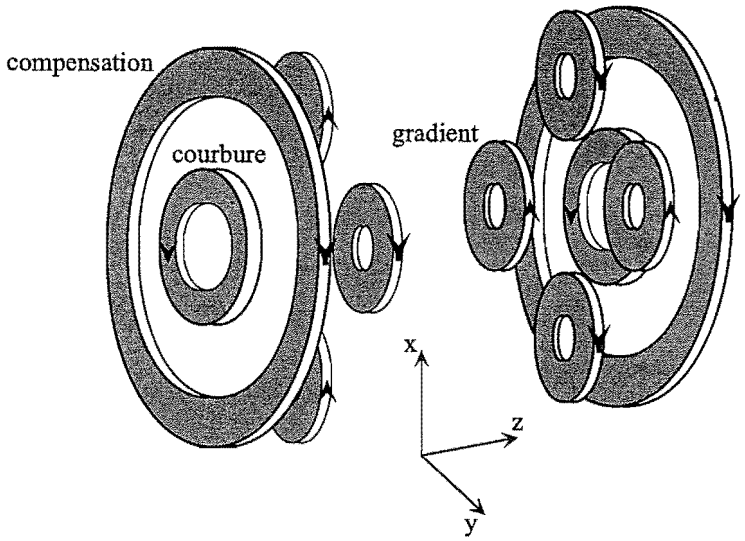


FIG. 2.3 – *Ensemble des bobines du piège magnétique en configuration "feuilles de trèfle". Les bobines du gradient créent le champ quadrupolaire, celles de courbure le champ dipolaire. Les bobines de compensation permettent d'ajuster la valeur de la composante suivant (Oz) du champ magnétique de piégeage, appelée biais B_0. Les flèches indiquent le sens de parcours du courant dans chaque bobine.*

en rapprocher tout en conservant un bon accès optique. La figure 2.2 montre la disposition des éléments par rapport à l'enceinte.

Le type de piège finalement choisi est celui de Ioffe-Pritchard en configuration "feuilles de trèfle" [60]. Douze bobines génèrent le champ magnétique de piégeage, comme représenté sur la figure 2.3. Une paire de 4 bobines elliptiques crée un champ quadrupolaire de gradient B' et piège les atomes dans le plan transverse (Ox, Oy). Le piégeage suivant la direction axiale (Oz) s'effectue grâce à deux bobines parcourues par des courants de même sens et séparées par une distance plus grande que dans la configuration Helmholtz. Elles créent ainsi suivant (Oz) un champ dipolaire harmonique, de courbure B'', superposé à un champ uniforme. La valeur de la composante du champ magnétique de piégeage suivant (Oz), prise au centre du piège, est appelée biais et notée B_0. Une paire de bobines supplémentaire est ajoutée en configuration Helmholtz et parcourue par un courant de sens opposé à celui circulant dans les bobines du dipôle. Elle génère donc un champ uniforme suivant (Oz) de sens opposé à celui créé par le dipôle. Elle permet ainsi d'ajuster la valeur du biais, voire de compenser complètement le champ uniforme créé par le dipôle afin d'obtenir un biais total B_0 très faible. L'ensemble des bobines est constitué de spires fabriquées avec du tube de cuivre à section carrée. La section extérieure de ce tube mesure 4×4 mm^2 et le diamètre intérieur vaut 2,5 mm. Le tube est recuit et isolé électriquement par un ruban de polyester. Le tableau 2.1 résume les paramètres des différentes bobines. Le paragraphe suivant donne l'expression du champ magnétique ainsi généré et explique les différents

	gradient	courbure	compensation
Rayon intérieur (cm)	2×3 (ellipse)	2,1	6
Nombre de tours	3×5	5×4	2×6
Résistance (Ω)	0,035	0,015	0,02
Inductance (μH)	60	50	40

TAB. 2.1 – *Paramètres des différentes bobines du piège. Pour le nombre de tours,* 3×5 *signifie 3 spires dans le plan de la bobine et 5 selon son axe.*

régimes de fonctionnement du piège.

2.1.2.2 Champ généré

Considérons pour l'instant le champ magnétique créé par les seules bobines du quadrupôle et du dipôle, sans considérer les bobines de compensation. L'expression la plus générale du champ de piégeage $\boldsymbol{B}(x,y,z)$ généré s'écrit, en fonction des paramètres B_0, B', B'' déjà cités plus haut et en se limitant aux termes d'ordre 2 en x, y, et z, [61]

$$\mathbf{B}(x,y,z) \simeq \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_0 \end{pmatrix} + B' \begin{pmatrix} x \\ -y \\ 0 \end{pmatrix} + B'' \begin{pmatrix} -xz \\ -yz \\ z^2 - \frac{1}{2}(x^2+y^2) \end{pmatrix} . \tag{2.1}$$

Le couplage atome-champ fait intervenir le module $B(x,y,z)$ du champ magnétique qui vaut alors

$$B(x,y,z) \simeq \sqrt{\left(B_0 + B''\left(z^2 - \frac{x^2+y^2}{2}\right)\right)^2 + B'^2(x^2+y^2)} . \tag{2.2}$$

Le piège de Ioffe-Pritchard peut fonctionner dans deux régimes différents suivant la taille, et donc la température du nuage atomique. Dans le cas où $z \ll \sqrt{\frac{B_0}{B''}}$ et $\sqrt{x^2+y^2} \ll \frac{B_0}{B'}$, c'est-à-dire $k_B T \ll 2\mu_B B_0$, on peut effectuer un développement à l'ordre 2 de l'expression 2.2 et on obtient

$$B(x,y,z) \simeq B_0 + \left(\frac{B'^2}{2B_0} - \frac{B''}{2}\right)(x^2+y^2) + B''z^2 . \tag{2.3}$$

Le champ est donc harmonique dans les trois dimensions avec une courbure axiale B'' et une courbure radiale égale à $\left(\frac{B'^2}{2B_0} - \frac{B''}{2}\right)$. Cette approximation est valable avec des nuages atomiques froids ou avec un biais élevé. Dans le cas contraire, le piège devient semi-linéaire dès que l'on s'éloigne du centre. Les directions radiales sont linéaires de gradient B' et celle axiale est harmonique de courbure B''.

Expérimentalement, au fil de la séquence effectuée pour obtenir la condensation de Bose-Einstein, le piège fonctionne dans différents régimes. Le nuage atomique issu de la

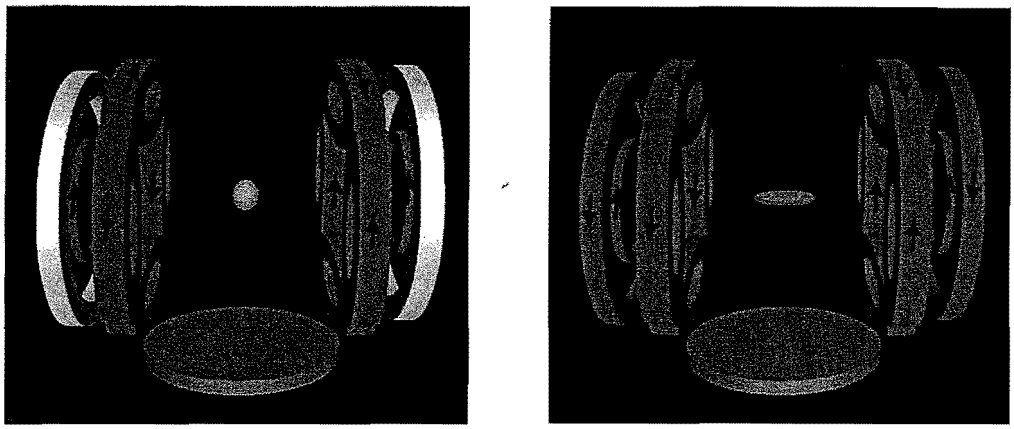


FIG. 2.4 – *Vue des bobines du piège magnétique avec le MCP situé au-dessous du nuage atomique. La figure de gauche représente le piège en configuration non comprimée, celle de droite le représente avec les bobines de compensation alimentées, servant à la compression. Les flèches indiquent le sens du courant dans les diverses bobines.*

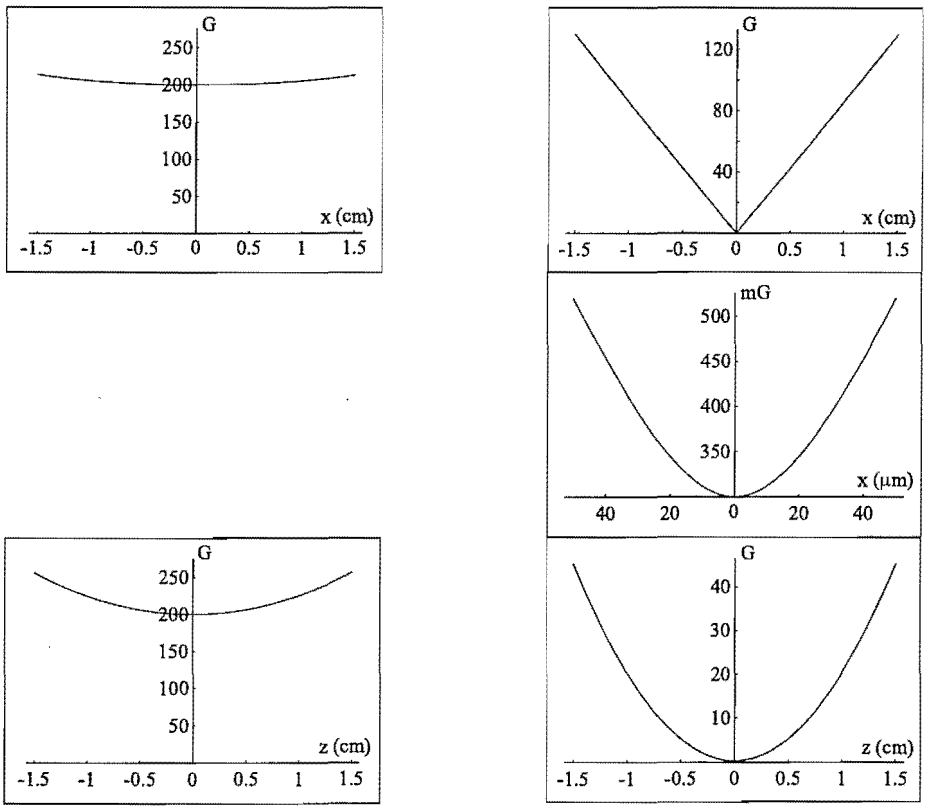


FIG. 2.5 – *Profil du module B (2.2) du champ magnétique en fonction des coordonnées radiale x et axiale z. La colonne de gauche correspond à un piège non comprimé ($B_0 \sim 190$ G) et montre que B est harmonique dans les deux directions. La colonne de droite correspond à un piège comprimé jusqu'à $B_0 = 300$ mG. On voit que, dans ce cas, B varie de manière harmonique suivant la direction axiale et linéairement suivant celle radiale. L'encart du milieu montre qu'il existe toutefois dans cette direction une partie harmonique très près de l'origine.*

mélasse optique est chargé dans le piège magnétique, sans courant dans les bobines de compensation, avec typiquement $B' \sim 85$ G/cm, $B'' \sim 25$ G/cm^2 et $B_0 \sim 190$ G. Les atomes voient donc un potentiel harmonique anisotrope ($\frac{k_B T}{2\mu_B B_0} \sim 0,01$), avec une courbure radiale de 7 G/cm^2 et une courbure axiale de 25 G/cm^2. Le piège doit être ensuite comprimé afin d'augmenter le taux de collisions élastiques. Pour cela on ajoute les bobines de compensation. Elles ont pour effet de diminuer le biais B_0 et donc, d'après 2.3, d'augmenter fortement la courbure radiale. En pratique la courbure axiale est légèrement diminuée, car les bobines de compensation ne sont pas rigoureusement en configuration Helmholtz du fait de l'encombrement de l'expérience. En fin de compression, le biais total vaut 300 mG. Le fond du potentiel est alors harmonique très anisotrope avec une courbure radiale de 12000 G/cm^2 et axiale de 20 G/cm^2. Mais le nuage atomique étant encore très chaud (de l'ordre de 1 mK, soit $\frac{k_B T}{2\mu_B B_0} \sim 25$), il ne reste pas au fond du piège et explore une large zone du puits de potentiel. Il voit donc le potentiel semi-linéaire avec un gradient de 85 G/cm et une courbure axiale de 20 G/cm^2. Puis, grâce au refroidissement évaporatif, la température du nuage est diminuée jusqu'à ~ 1 μK où la condensation se produit. A partir de températures inférieures à une dizaine de μK, les atomes restent au fond du potentiel et n'explorent plus que la partie harmonique du potentiel ($\frac{k_B T}{2\mu_B B_0} \sim 0,02$ pour $T = 1$ μK). Les figures 2.4 et 2.5 montrent l'allure du champ magnétique dans le cas d'un piège non comprimé, c'est-à-dire sans courant dans les bobines de compensation, avec un biais de 190 G, et dans celui d'un piège comprimé (bobines de compensation alimentées) avec un biais total de 300 mG.

2.1.3 Quelques contraintes technologiques

Ce paragraphe soulève quelques problèmes technologiques tels que la dissipation de la puissance consommée ou la coupure des champs magnétiques, et explique les solutions apportées pour les résoudre.

2.1.3.1 Nécessité d'un système de refroidissement

Pour générer le champ magnétique de piégeage les bobines sont parcourues par un courant de ~ 240 A. Il est nécessaire d'utiliser un courant aussi important car, malgré les brides rentrantes, les bobines se trouvent loin de la zone de piégeage, à 2 cm minimum des atomes. Le tube constituant les bobines est choisi de section carrée, au lieu d'une section circulaire, de manière à maximiser le volume de cuivre et obtenir une bonne compacité. La puissance électrique consommée dans l'ensemble du piège est de l'ordre de 5 kW et il est nécessaire d'évacuer cette puissance pour éviter tout surchauffage. A cet effet à l'intérieur du tube circule de l'eau de refroidissement sous pression. Avec un débit total de 10 L/min l'eau s'échauffe de 5 ° environ.

2.1.3.2 Montée et coupure du champ

Il est important que la montée du champ magnétique de piégeage ainsi que sa coupure s'opèrent assez rapidement. En effet, lors du transfert des atomes de la mélasse optique dans le piège magnétique, le nuage atomique est libre et grossit. Pour ne pas perdre d'atomes et pour conserver une densité atomique la plus élevée possible, il faut appliquer le champ magnétique le plus rapidement possible. D'autre part, lors de la coupure du piège magnétique, la décroissance du champ entraîne l'application d'une force sur les atomes qui modifie leur vitesse. Or nos mesures de temps de vol, détectées électroniquement, sont justement sensibles à la distribution en vitesses du nuage atomique. Pour que nos mesures soit valables, il faut donc éviter de perturber la vitesse des atomes pendant la coupure. La grandeur physique importante est la fréquence d'oscillation des atomes au moment du transfert ou de la coupure du piège magnétique. La condition à respecter, comme critère de rapidité dans les deux cas, est que le temps de variation du champ magnétique soit petit devant l'inverse de la fréquence d'oscillation.

Théoriquement, en modélisant la mélasse par un piège harmonique isotrope de courbure B'', de pulsation ω et de demi-largeur à $\frac{1}{\sqrt{e}}$ égale à σ, on peut écrire les relations d'équipartition de l'énergie

$$\frac{1}{2}k_B\,T = \frac{1}{2}m\omega^2\,\sigma^2 = 2\mu_B\,B''\,\sigma^2\ . \tag{2.4}$$

Le nuage atomique dans la mélasse a pour caractéristiques $T = 300$ μK et $\sigma = 2$ mm, ce qui donne une courbure $B'' = 28$ G/cm^2 et une pulsation $\omega = 390$ rad/s. Au moment du transfert dans le piège magnétique, la montée du champ doit être plus rapide que $1/\omega$. Un temps de montée inférieur à la milliseconde est donc assez rapide. Une fois chargé, le piège magnétique est comprimé. Evaluons alors l'influence de la coupure du champ sur la vitesse des atomes. Dans le cas d'un nuage chaud ($T \sim 1$ mK) venant d'être comprimé, les atomes explorent surtout la partie linéaire du potentiel de gradient $B' = 85$ G/cm. Supposons que ce gradient de champ magnétique B' soit coupé en une durée t_c. Au cours de la coupure, les atomes subissent une force constante de l'ordre de $2\mu_B B'$ qui modifie leur vitesse d'une quantité égale à $2\mu_B B' t_c/m$. Or, afin d'effectuer des mesures de temps de vol correctes, on souhaite que cette modification en vitesse soit négligeable devant la vitesse moyenne $\sqrt{k_B T/m}$ des atomes piégés. Cela impose la condition sur le temps de coupure

$$t_c \ll \frac{\sqrt{mk_BT}}{2\mu_B B'}\ , \tag{2.5}$$

ce qui donne numériquement $t_c \ll 600$ μs. Dans le cas d'un nuage froid ($T = 1$ μK), après le refroidissement évaporatif, les atomes restent au fond du piège et voient un potentiel harmonique de courbure 12000 G/cm^2. A l'aide de l'égalité 2.4 et en remplaçant B' par $B''\sigma$ dans 2.5, σ représentant la demi-largeur à $\frac{1}{\sqrt{e}}$ du nuage dans la direction radiale, on obtient

$$t_c \ll \sqrt{\frac{m}{\mu_B B''}}\ , \tag{2.6}$$

ce qui donne numériquement $t_c \ll 200$ μs. Cette condition équivaut à affirmer que le temps de coupure doit être petit devant l'inverse de la fréquence d'oscillation des atomes dans le piège. A cause de la faible masse de l'hélium, ces conditions de rapidité des champs s'avèrent plus contraignantes dans notre cas que dans celui des alcalins.

En pratique, afin d'obtenir ces vitesses de variation des champs magnétiques, un montage électrique approprié a été développé, dont le fonctionnement est détaillé dans la référence [47]. Il sert également à inverser rapidement le sens du courant dans une bobine de compensation. En effet, le gradient de champ magnétique du PMO est créé par les bobines de compensation parcourues par des courants en sens inverse (configuration anti-Helmholtz). Il faut donc inverser le sens du courant dans une bobine de compensation afin de passer du PMO à la configuration Helmholtz permettant de compenser le biais. Ce montage électronique comprend des interrupteurs constitués chacun d'un IGBT, en parallèle avec une varistance de protection, permettant de couper un courant de plusieurs centaines d'ampères en une centaine de microsecondes. Des capacités peuvent être chargées afin d'aider le champ à monter en moins d'une milliseconde. Ces temps de montée et coupure du courant sont du même ordre de grandeur que les valeurs imposées par les critères théoriques sur le champ magnétique vus au paragraphe précédent. Mais, nous avons observé, à la sonde à effet Hall, que la vitesse de décroissance des champs magnétiques est en réalité beaucoup plus lente que celle des courants. En effet, la décroissance des champs se trouve affectée par la présence de courants de Foucault circulant dans l'enceinte métallique. Ainsi, la coupure du champ magnétique présente une double constante de temps. Pendant 200 μs, le champ décroît rapidement avec une constante de temps de 100 μs. Puis on observe une décroissance beaucoup plus lente, de l'ordre de la milliseconde, due à la queue des courants de Foucault [47]. Des études plus poussées de l'allure de la décroissance du champ *in situ* seront présentées en 3.3. Ces études permettront ensuite d'expliquer l'allure des signaux observés au chapitre 5 (voir partie 5.3).

2.2 Chargement du piège magnétique

Cette partie est consacrée au transfert du nuage d'atomes pré-refroidi par le PMO et la mélasse optique dans le piège magnétique. Elle montre l'importance d'une phase de pompage optique, décrit sa mise en place expérimentale et dégage les résultats obtenus. La fin explicite le choix des paramètres du piège magnétique au moment du chargement afin d'adapter le piège au nuage atomique issu de la mélasse.

2.2.1 Pompage optique

2.2.1.1 Intérêt

Le seul sous-niveau Zeeman piégeant de l'atome d'He* dans l'état 2^3S_1 est celui correspondant à $m_J = +1$. Le sous-niveau $m_J = 0$ est en effet non-piégeant et celui $m_J = -1$ est

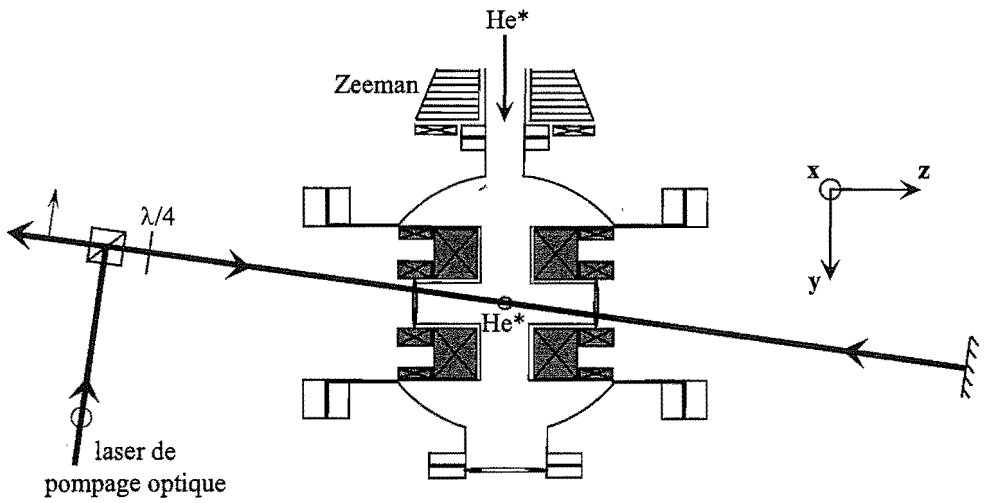


FIG. 2.6 – *Schéma du montage servant au pompage optique. Le faisceau laser de polarisation $\sigma+$ arrive sur les atomes puis est rétro-réfléchi. L'axe du laser fait un angle de 10 ° avec l'axe (Oz) des bobines.*

anti-piégeant. Or l'échantillon atomique issu de la mélasse se trouve *à priori* non polarisé, les 3 sous-niveaux étant équiprobables, ce que nous vérifions à peu près expérimentalement : en l'absence de pompage optique un tiers seulement des atomes est transféré dans le piège magnétique. La phase de pompage optique consiste à peupler le sous-niveau Zeeman piégeant à l'aide d'un faisceau laser avant le transfert dans le piège magnétique. Le laser de pompage, à résonance la transition atomique 2^3S_1 - 2^3P_2, possède une polarisation $\sigma+$ par rapport au champ uniforme du biais, la direction (Oz) du biais étant choisie comme axe de quantification du système. Ainsi il suffit de quelques photons échangés avec le laser de pompage pour faire passer les atomes des sous-niveaux $m_J = 0$ et $m_J = -1$ vers le sous-niveau piégeant $m_J = +1$. Le pompage optique permet ainsi d'obtenir un transfert dans le piège magnétique beaucoup plus efficace.

2.2.1.2 Mise en place

Expérimentalement l'axe du faisceau de pompage est tourné d'un angle de 10 ° environ par rapport à l'axe (Oz) à cause de l'encombrement géométrique autour de l'enceinte, dû à la présence du faisceau horizontal servant au PMO. La polarisation du laser sonde n'est donc pas rigoureusement $\sigma+$ par rapport au biais. Il existe aussi une faible composante π, représentant environ 1,5 % de l'intensité totale de la sonde, ce qui peut éventuellement limiter l'efficacité de pompage. Pour éviter que les atomes ne soient accélérés par la pression de radiation du faisceau laser de pompage optique, ce dernier est rétro-réfléchi. La polarisation circulaire est ajustée grâce à une lame $\frac{\lambda}{4}$. Le faisceau est très saturant (paramètre de saturation à résonance $s = \frac{I}{I_{sat}} \sim 100$) avec une puissance de $\sim$ 15 mW et un diamètre à $\frac{1}{e^2}$

de $\sim 1,5$ cm, éclairant ainsi tout le piège atomique. La disposition des différents éléments servant au pompage optique autour de l'enceinte est représentée sur la figure 2.6. Le laser de pompage est appliqué après la phase de mélasse optique et au tout début de la montée du champ magnétique de piégeage, afin d'avoir un léger champ directeur suivant (Oz), identique à la direction du biais du piège magnétique. La durée d'application du laser est réglée en jouant sur la commande du modulateur acousto-optique placé sur le faisceau. Chaque atome absorbe un photon par tranche de $2\Gamma^{-1} \sim 200$ ns. L'ordre de grandeur de la durée de pompage à choisir est typiquement de l'ordre de la microseconde.

Le réglage du laser de pompage sur les atomes s'effectue en envoyant le faisceau non rétro-réfléchi de manière à détruire au maximum le temps de vol de la mélasse optique, les atomes étant poussés par pression de radiation. Pour augmenter la sensibilité du réglage, le laser est envoyé pendant 200 ms environ avec une intensité faible et une taille très petite. Puis, la rétro-réflexion est réglée géométriquement. Les différents paramètres du pompage optique, tels que la durée ou la polarisation sont choisis en optimisant le taux de transfert de la mélasse vers le piège magnétique. La séquence temporelle adoptée consiste à couper les faisceaux de la mélasse optique, brancher le champ magnétique de piégeage aussitôt après ($\sim 100\,\mu$s d'attente entre les deux instructions), attendre 2 μs que le champ augmente et envoyer une impulsion de pompage optique pendant 5 μs. Le piège magnétique se charge ensuite au fur et à mesure de la montée du champ (ce qui dure environ 1 ms) puis est comprimé. Nous verrons au paragraphe 2.3 la nécessité de comprimer le piège magnétique après son chargement. La plupart des temps de vol du piège magnétique sont effectués avec un piège comprimé, la phase de compression se déroulant après le chargement du piège magnétique et servant à diminuer le biais de 190 G à quelques gauss en 200 ms.

2.2.1.3 Résultats obtenus

Dans cette configuration, on mesure le nombre d'atomes dans le piège magnétique par temps de vol avec et sans phase de pompage optique. Les temps de vol obtenus sur le MCP pour un piège magnétique chargé à partir de la mélasse, avec ou sans pompage optique, puis comprimé sont représentés sur la figure 2.7. La comparaison des nombres d'atomes détectés montre que le pompage optique permet de transférer deux fois plus d'atomes dans le piège magnétique qu'auparavant. Deux tiers des atomes de la mélasse, soit 10^8 atomes, sont donc piégés magnétiquement. Le pompage optique ne modifie pas la température de 1 mK obtenue pour l'échantillon atomique dans le piège magnétique comprimé.

2.2.2 Adaptation à la mélasse

Ce paragraphe s'intéresse à la courbure du piège magnétique à choisir pour optimiser son chargement. Le piège magnétique est chargé non comprimé, c'est-à-dire sans courant dans les bobines de compensation. En jouant sur la valeur du courant, comprise entre 0 et 240 A, parcourant l'ensemble des bobines du quadrupôle et du dipôle, la courbure du piège

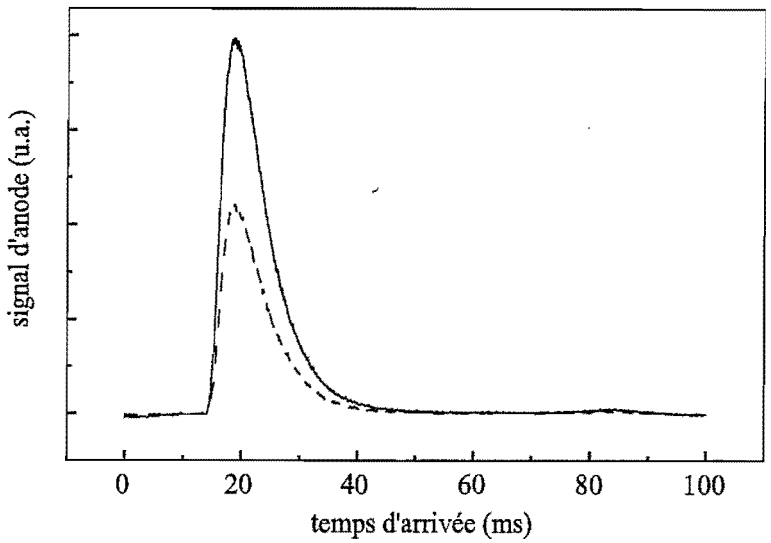


FIG. 2.7 – *Temps de vol du piège magnétique avec pompage optique (trait plein) et sans pompage optique (trait pointillé). Le piège magnétique est chargé à partir de la mélasse, avec ou sans phase de pompage optique, puis il est comprimé et enfin coupé pour effectuer la mesure de temps de vol. Le gain observé sur le nombre d'atomes piégés grâce au pompage optique est de l'ordre d'un facteur 2.*

au chargement peut aller de 0 à 7 G/cm^2 dans la direction radiale et de 0 à 25 G/cm^2 dans celle axiale (la courbure axiale vaut 3,6 fois celle radiale pour un même courant dans l'ensemble des bobines quadrupôle-dipôle). On cherche quel courant choisir au chargement pour adapter le piège magnétique à la mélasse. Nous avons vu que la mélasse peut être modélisée par un nuage gaussien isotrope de courbure $B'' = 28$ G/cm^2 (voir paragraphe 2.1.3.2). Afin de ne pas chauffer l'échantillon atomique et conserver le même paramètre de dégénérescence, le nuage doit, en théorie, être chargé dans un piège magnétique de même courbure. Du fait de la difficulté expérimentale de produire un gradient élevé, la courbure radiale du piège non comprimé est faible (7 G/cm^2 au maximum) et rend le piège anisotrope. Pour s'approcher de la courbure de la mélasse, il faut donc, en théorie, charger le piège magnétique avec les courbures maximales (à savoir 240 A dans l'ensemble dipôle-quadrupôle). La figure 2.8 montre la vérification expérimentale de cette affirmation. Elle décrit l'évolution du nombre d'atomes piégés et de leur température en fonction de la courbure axiale du piège magnétique choisie au chargement. Pour faire varier ce paramètre on modifie le courant dans les bobines dipôle-quadrupôle au transfert, ce qui modifie également la courbure radiale. Les mesures sont effectuées sur les temps de vol obtenus après compression du piège (biais final ~ 3 G). La courbure axiale optimale est bien celle attendue, à savoir celle maximale de 25 G/cm^2. Par rapport à des courbures axiales et radiales 2 fois plus faibles, le nombre d'atomes est augmenté de 10 % et leur température diminuée de 10 %. Ces variations sont légères et une mauvaise adaptation entre la mélasse

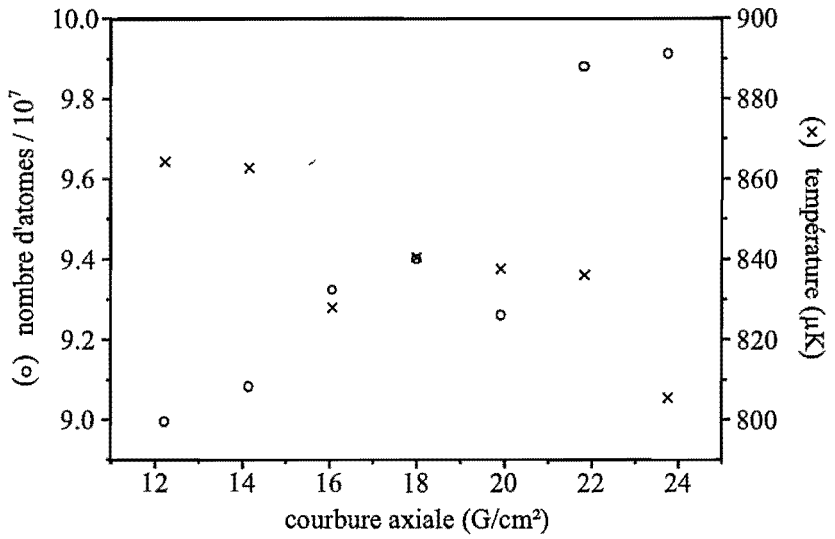


FIG. 2.8 – *Evolution du nombre d'atomes piégés (cercles) et de leur température (croix) en fonction de la courbure axiale du piège magnétique choisie au chargement. Pour faire varier ce paramètre on modifie le courant dans les bobines dipôle-quadrupôle au tranfert, ce qui modifie également la courbure radiale : une courbure axiale de 18 G/cm², par exemple, correspond à une courbure radiale de 5 G/cm². Les mesures sont effectuées sur les temps de vol obtenu après compression du piège (biais final ~ 3 G). Une courbure axiale de 24 G/cm² (et donc radiale de 7 G/cm²) au chargement permet d'augmenter le nombre d'atomes piégés de 10 % et de diminuer leur température de 10 % par rapport à une courbure de 12 G/cm².*

et le piège magnétique n'a pas un effet dramatique.

On peut se demander, si pour mieux s'adapter à la mélasse il ne faudrait pas charger le piège magnétique déjà légèrement comprimé, de manière à obtenir des courbures radiale et axiale proches de celle de la mélasse. Par exemple, un courant de 240 A dans l'ensemble des bobines quadrupôle-dipôle et de 110 A dans les bobines de compensation permet d'obtenir une courbure radiale égale à 28 G/cm² et une courbure axiale égale à 24 G/cm², le biais total du piège valant 90 G. Mais expérimentalement, il s'avère difficile de charger le piège magnétique avec les bobines de compensation déjà alimentées et on ne peut donc pas adopter cette solution pour l'instant. La démarche adoptée pour le transfert de la mélasse dans le piège magnétique consiste donc à charger le piège non comprimé avec les courbures maximales (à savoir 240 A dans l'ensemble dipôle-quadrupôle). Il faut ensuite comprimer le piège, ce qu'étudie la partie suivante.

2.3 Compression du piège

Cette partie est consacrée à l'étude de la compression du piège magnétique, étape indispensable sur la voie de la condensation de Bose-Einstein, en vue d'initier le refroi-

dissement évaporatif avec un taux de collisions élastiques important. La première partie étudie théoriquement les différentes grandeurs caractéristiques du nuage atomique dans le piège de Ioffe. Elle donne les critères théoriques à respecter afin d'effectuer la compression de manière adiabatique. Puis les paramètres expérimentaux choisis sont justifiés. Enfin les effets de la compression sur le temps de vol des atomes et sur le signal d'ions sont décrits, mettant en avant des aspects nouveaux de la détection électronique.

2.3.1 Quelques données théoriques

Cette partie fournit quelques grandeurs théoriques caractéristiques du nuage atomique, telles que la densité spatiale au centre du nuage ou le taux de collisions élastiques. Elle montre la nécessité d'introduire une compression du piège magnétique afin d'initier le refroidissement évaporatif avec le plus grand taux de collisions élastiques possible. Elle donne les critères théoriques à respecter pour effectuer cette compression de manière adiabatique.

2.3.1.1 Grandeurs caractéristiques

Dans un piège de Ioffe-Pritchard la densité spatiale n_0 au centre du nuage, contenant N atomes à la température T, peut s'écrire sous la forme [62]

$$n_0 = \frac{N}{V_{\text{eff}}}, \text{ avec } \left\{ \begin{array}{rcl} V_{\text{eff}} & = & 6\,A\,\Lambda_{\text{dB}}^3\ (k_B\,T)^4\ \left(1+\dfrac{4\mu_B\,B_0}{3k_B\,T}\right) \\ A & = & \left(\dfrac{\pi\sqrt{2m}}{h}\right)^3\ \dfrac{1}{8\mu_B^2\,\sqrt{2\mu_B\,B''}\,\left(B'^2-B_0\,B''\right)} \end{array} \right. . \tag{2.7}$$

V_{eff} représente le volume effectif du piège et A est une constante indépendante de la température des atomes et fixée par les grandeurs caractéristiques B_0, B' et B'' du piège magnétique. On rappelle que Λ_{dB} est la longueur d'onde de de Broglie thermique associée aux atomes, définie par $\Lambda_{\text{dB}} = h/\sqrt{2\pi m k_B T}$. Le taux de collisions élastiques au centre du nuage atomique vaut $\gamma_{\text{el}} = n_0\,\alpha$, où α représente la constante de collisions élastiques en cm^3/s (voir paragraphe 4.1.1). Nous verrons au chapitre 4 que nos mesures de thermalisation donnent le résultat $\alpha \sim 5 \times 10^{-9}\ \text{cm}^3/\text{s}$ pour un échantillon atomique à 1 mK. Afin d'avoir une idée de γ_{el} au chargement du piège magnétique cette valeur sera considérée également valable pour des atomes à 350 μK, température du nuage lors du chargement, avant la compression du piège.

Les collisions élastiques jouent un rôle moteur tout au long du refroidissement évaporatif en redistribuant l'énergie entre les atomes. En effet, lors d'une collision élastique entre deux atomes piégés, l'un gagne de l'énergie et peut s'échapper du piège, la profondeur du potentiel de piégeage étant abaissée afin de faciliter le départ des atomes chauds. L'énergie totale des deux atomes restant constante, l'autre au contraire perd de l'énergie. Le nuage atomique restant piégé se trouve ainsi peu à peu refroidi, et tombe un peu plus au fond du piège. Par ailleurs, il existe en permanence d'autres processus de pertes tels que les collisions

sur le gaz résiduel qui fixent la durée de vie τ du nuage piégé. Celles-ci entraînent une perte d'atomes non sélective en énergie. On comprend bien qualitativement que les collisions élastiques doivent être plus nombreuses que ces pertes afin de refroidir l'échantillon avant sa destruction. Plus γ_{el} est important, plus l'évaporation se fait rapidement et donc moins la durée de vie intervient. Ainsi, afin que le processus de refroidissement évaporatif soit efficace, il faut un taux de collisions élastiques le plus élevé possible. La référence [37] fournit une condition plus quantitative à respecter pour des atomes piégés dans un potentiel parabolique au départ de la phase de refroidissement évaporatif :

$$\gamma_{\text{el}}\, \tau > 300 \ . \tag{2.8}$$

Avec une durée de vie du piège magnétique de 50 à 60 secondes et en supposant le taux de collisions Penning négligeable, cela implique au moins 5 à 6 collisions élastiques par seconde. Or expérimentalement, juste après son chargement, le piège magnétique contient 10^8 atomes à la température $T \sim 350$ μK, ce qui permet, en prenant $\alpha = 5 \times 10^{-9}$ cm^3/s, d'évaluer $\gamma_{\text{el}} \sim 0,7$ s^{-1}. Avant d'appliquer la phase de refroidissement évaporatif aux atomes, il faut donc pratiquement gagner 1 ordre de grandeur sur le taux de collisions élastiques. Ceci va être réalisé grâce à une compression du piège qui permettra d'augmenter la densité spatiale du nuage atomique.

2.3.1.2 Critères pour une compression adiabatique

Généralement la compression du piège magnétique s'effectue de manière adiabatique. En effet, on souhaite augmenter γ_{el} tout en conservant le même paramètre de dégénérescence ρ_{deg}. Pour cela, le nuage atomique doit être comprimé suffisamment lentement de sorte que sa température n'augmente pas trop, et que le gain en densité spatiale compense le chauffage du nuage. Rigoureusement, une compression adiabatique implique la conservation de l'entropie au cours du processus. Dans le cas d'un piège restant harmonique tout au long de la compression, cela entraîne également la conservation de la densité réduite dans l'espace des phases, identifiée au paramètre de dégénérescence ρ_{deg}. Dans notre cas le piège, harmonique au départ, devient semi-linéaire et ρ_{deg} ne reste pas constant [47]. Ainsi le paragraphe suivant donne les critères intuitifs à respecter pour être adiabatique au cours de la compression, sans pour autant considérer ρ_{deg} constant.

Voyons donc quels sont les critères à respecter afin d'effectuer la compression adiabatiquement. Soit $\frac{d\omega}{dt}$ la vitesse de variation de la pulsation du piège au cours de sa compression. Au cours de la compression, le biais est diminué de 190 G à 300 mG, ce qui implique une augmentation de la courbure radiale de 7 G/cm^2 à 12000 G/cm^2, la courbure axiale restant à peu près constante. Or en fait, du point de vue des atomes, la compression s'arrête beaucoup plus tôt. En effet, à partir du biais $B_0 \sim 15$ G, vérifiant la relation $k_B\, T \sim \mu_B\, B_0$ avec $T = 1$ mK, la compression s'arrête car les atomes ne perçoivent plus alors que la partie linéaire du potentiel de piégeage, fixée seulement par le gradient B' du champ magnétique.

C'est seulement, plus tard, une fois refroidis par évaporation que les atomes explorent le fond harmonique du potentiel et voient donc la pulsation élevée de 12000 G/cm^2. Pour le nuage chaud à 1 mK, la compression fait passer donc la courbure de 7 G/cm^2 à 235 G/cm^2 seulement, soit une augmentation de la pulsation de 200 rad/s à 1100 rad/s. Pour être adiabatique vis-à-vis du mouvement des atomes oscillant dans le piège à la pulsation ω, il faut vérifier $\frac{d\omega}{dt} \ll \omega \frac{\omega}{2\pi}$. Cela exige de réaliser la compression en un temps supérieur à une centaine de millisecondes. Il existe un deuxième critère d'adiabaticité, qui impose que les atomes soient en permanence à l'équilibre thermodynamique selon la condition $\frac{d\omega}{dt} \ll 2\pi\gamma_{\mathrm{el}} \frac{\omega}{2\pi}$. Avec notre taux de collisions élastiques inférieur à l'unité au départ de la compression, cela implique un temps de compression très supérieur à 6 secondes. Il faudrait donc appliquer à l'échantillon la phase de compression pendant un temps de l'ordre de plusieurs dizaines de secondes pour réaliser une compression adiabatique. Ce critère est bien plus restrictif que le premier et ne peut être raisonnablement vérifié avec une durée de vie de l'ordre de plusieurs dizaines de secondes également. En effet, on ne peut pas se permettre de perdre autant d'atomes au cours de la compression ! Le prochain paragraphe explique la façon expérimentale adoptée finalement pour comprimer le piège.

2.3.2 Réalisation expérimentale

2.3.2.1 Diminution du biais et stabilisation

Le principe d'alimentation des différentes bobines constituant le piège magnétique est représenté sur la figure 2.9. Au chargement du piège seule l'alimentation 1 débite et fait circuler un courant $I = I_1 \simeq 230$ A dans les bobines du quadrupôle et du dipôle, générant respectivement le gradient et la courbure du piège. La compression s'effectue grâce à l'alimentation 2 envoyant le courant I_2 dans les bobines de compensation. L'alimentation 1 est commandée en tension de manière à maintenir une tension V_1 et donc un courant $I \sim 230$ A constants aux bornes de l'ensemble quadrupôle-dipôle. Au fur et à mesure de la compression le courant I_2 augmente tandis que I_1 décroît de sorte à maintenir I constant. On arrive ainsi à diminuer le biais jusqu'à 300 mG avec un gradient et une courbure axiale conservés. Notons que les deux alimentations sont protégées par les diodes D_1 et D_2.

En réalité, il faut prendre en compte l'échauffement des différents éléments du circuit et les variations de leurs caractéristiques avec le courant qui les parcourt. A la fin de la compression le courant I augmente légèrement et passe à 240 A, avec $I_1 = 10$ A et $I_2 = 230$ A. Pour atteindre la condensation de Bose-Einstein ces courants doivent être stables, en particulier à la fin du refroidissement évaporatif lorsque les derniers atomes éjectés sont proches du fond du puits de potentiel. A chaque répétition du cycle expérimental, il faut s'efforcer de reproduire le même piège magnétique avec surtout le même niveau pour le fond du potentiel, c'est-à-dire la même valeur finale du biais. Dans ce but, l'alimentation 2 est commandée en courant et I_2 est stabilisée par l'alimentation elle-même après sa mise en route (le constructeur donne une précision de 0,1 % sur le courant débité). Le

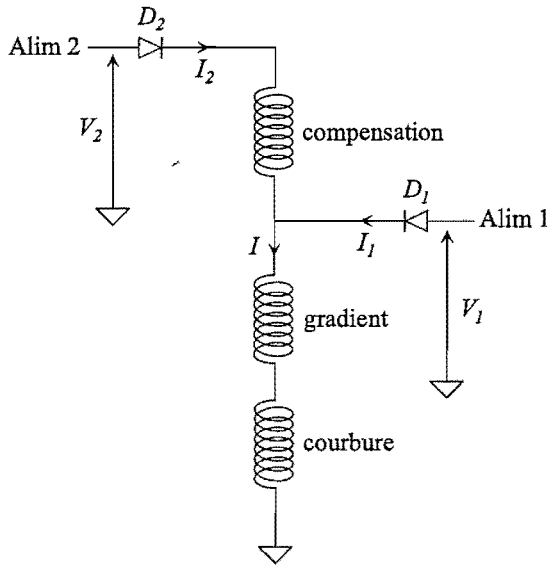


FIG. 2.9 – *Principe d'alimentation des bobines du piège magnétique permettant de découpler le courant dans les bobines de compensation de celui circulant dans l'ensemble quadrupôle-dipôle. Au fur et à mesure de la compression le courant I_2 augmente tandis que I_1 décroît de sorte à maintenir I constant. On arrive ainsi à diminuer le biais jusqu'à 300 mG avec un gradient et une courbure axiale conservés.*

courant I_1 est asservi grâce un système comprenant une pince ampèremétrique pour la lecture du courant et un dispositif électronique permettant de contre-réagir sur la tension de commande de l'alimentation 1. La valeur des courants est ainsi ajustée et stabilisée à mieux que 200 mA, ce qui implique des fluctuations du biais de moins de 200 mG. Cette valeur est non négligeable devant la valeur finale du biais égale à 300 mG. Le système, mis en place seulement après avoir obtenu la condensation, nécessitera certainement d'être amélioré ultérieurement.

Le biais atteint en fin de compression vaut 300 mG, ce qui est très faible. On peut se demander si le critère de suivi adiabatique du champ par le spin atomique est encore vérifié. Le cas échéant, il risque de se produire des pertes de Majorana, comme dans un piège magnétique quadrupolaire. Le critère de suivi adiabatique se trouve rempli si la pulsation de Larmor, avec laquelle le spin précesse autour du champ magnétique, est grande devant la fréquence d'oscillation du mouvement des atomes. Le critère est le plus sévère après la phase de refroidissement évaporatif où les atomes oscillent rapidement à la pulsation $\omega = 8100$ rad/s au fond du piège. La fréquence de Larmor minimale correspondant à un biais de 300 mG vaut alors $\omega_L = 5 \times 10^6$ rad/s. La condition $\omega_L \gg \omega$ est donc validée et reste même largement vérifiée jusqu'à un biais aussi faible que 40 mG.

2.3.2.2 Vitesse choisie

Nous avons vu précédemment que le critère d'adiabaticité vis-à-vis du mouvement des atomes exige de réaliser la compression en un temps supérieur à une centaine de millisecondes. Plus restrictif, le critère d'adiabaticité au sens thermodynamique pour les atomes impose un temps de compression de l'ordre de la minute, ce qui est beaucoup trop long étant donné la durée de vie de notre échantillon atomique. Expérimentalement plusieurs temps de compression ont été essayés. Il s'avère que quelque soit le temps choisi, la température finale du nuage atomique vaut toujours 1 mK. Ceci n'est pas expliqué car on aurait pu s'attendre à obtenir une température d'autant plus basse que la compression s'effectue lentement. Par ailleurs, plus la compression dure longtemps, plus les pertes dues à la durée de vie finie du nuage atomique sont importantes. La séquence temporelle adoptée consiste donc à comprimer le piège magnétique le plus rapidement possible. Le biais passe ainsi de 190 G à 300 mG en un temps de 200 ms environ.

2.3.2.3 Evolution de γ_{el} et ρ_{deg}

Il est intéressant de comparer les valeurs du taux de collisions élastiques et du paramètre de dégénérescence avant et après la compression du piège magnétique. Expérimentalement, le piège atomique, contenant 10^8 atomes, voit sa température augmenter de 350 μK à 1 mK au cours de la compression. On calcule que la densité du nuage au centre augmente de $1,3 \times 10^8$ à $1,2 \times 10^9$ at/cm^3. En prenant $\alpha = 5 \times 10^{-9}$ cm^3/s, on en déduit l'évolution du taux de collisions élastiques qui passe de $\gamma_{el} = 0,7$ à 6,1 s^{-1} en fin de compression. Le taux de collisions élastiques atteint en fin de compression satisfait l'inégalité 2.8. Si nos estimations théoriques sont réalistes, cela devrait donc permettre d'amorcer le refroidissement évaporatif efficacement. Nous verrons, au chapitre 4, une méthode pour déterminer expérimentalement ce taux de collisions élastiques en effectuant une mesure de thermalisation.

La compression étant réalisée trop rapidement pour être adiabatique, on s'attend à ce que le paramètre de dégénérescence ρ_{deg} diminue au cours de la compression. Mais le fait que la forme du potentiel change pendant la compression, en passant d'harmonique à semi-linéaire, introduit théoriquement un gain sur ρ_{deg} égal à $e \sim 2,7$ [47]. Estimons donc si ρ_{deg} se trouve finalement diminué ou augmenté par la compression. Au chargement du piège magnétique le paramètre de dégénérescence vaut $\rho_{deg} = 1,4 \times 10^{-8}$, calculé à partir des valeurs expérimentales du nombre d'atomes et de la température du nuage. La perte d'un ordre de grandeur sur ρ_{deg} lors du transfert des atomes de la mélasse optique dans le piège magnétique s'explique par la perte d'un tiers des atomes et par le gonflement du nuage atomique. A la fin de la phase de compression on calcule $\rho_{deg} = 2,6 \times 10^{-8}$, valeur deux fois plus élevée qu'au départ. Donc le fait d'effectuer la compression de manière non-adiabatique, le plus rapidement possible, ne semble pas entraîner une forte diminution du paramètre de dégénérescence.

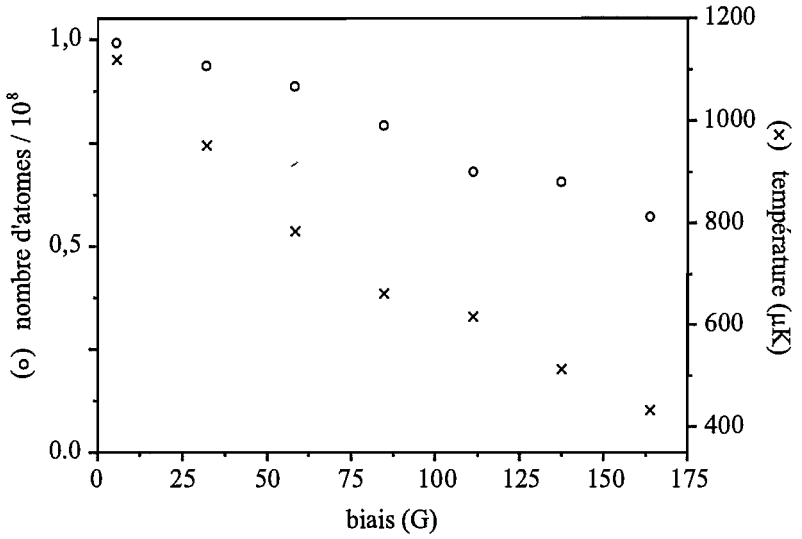


FIG. 2.10 – *Evolution des données déduites des temps de vol détectés par MCP en fonction de la valeur finale du biais du piège magnétique. Les cercles représentent le nombre d'atomes détectés et les croix la température. La température croît de 430 μK pour un compression légère avec un biais de 165 G à 1,1 mK pour une compression forte avec un biais final de 5 G. La variation du nombre d'atomes est en fait un artefact lié à la détection.*

Les deux paragraphes suivants introduisent quelques remarques expérimentales concernant les signaux observés sur le MCP pendant la compression du piège et tentent de les interpréter.

2.3.3 Effets sur le temps de vol des atomes

Cette partie étudie la température et le nombre d'atomes déduits des mesures de temps de vol effectuées pour différentes compressions du piège. La figure 2.10 montre l'évolution de ces deux données en fonction du biais final après compression du piège magnétique. Le comportement de la température est celui décrit précédemment, à savoir un chauffage d'autant plus important que le piège est comprimé. La température croît de 430 μK pour un compression légère avec un biais de 165 G à 1,1 mK pour une compression forte avec un biais final de 5 G. Le nombre d'atomes déduit des mesures de temps devrait être le même quelque soit le biais final de la compression. Ce n'est pas le cas car ce nombre d'atomes semble augmenter avec la compression du piège. Les nombres d'atomes donnés sont corrigés de l'augmentation en température due à la compression et entraînant une diminution du nombre d'atomes incidents sur la galette. Par exemple, on ne détecte que 0,6 % des atomes piégés à 1 mK, contre 0,8 % à 400 μK. Cette évolution du nombre d'atomes au cours de la compression n'est pas encore bien comprise, mais nous pouvons néanmoins émettre des hypothèses pour l'expliquer. En fait ce comportement paraît lié

à la détection, et non pas au système de piégeage, c'est-à-dire que le nombre d'atomes détectés varie avec la compression du piège, alors que le nombre d'atomes piégés, lui, reste constant. Les atomes issus d'un piège magnétique peu comprimé semblent ne pas être tous détectés. Plusieurs arguments viennent soutenir cette hypothèse. D'une part si le même piège magnétique est comprimé puis décomprimé, le nombre d'atomes détectés augmente lors de la compression et rediminue lors de la décompression. Si ces deux phases sont effectuées rapidement devant la durée de vie du piège atomique, le nombre d'atomes final ainsi détectés revient à sa valeur initiale d'avant la compression. D'autre part des mesures optiques en absorption ont été réalisées sur le piège magnétique pour différentes compressions. La méthode utilisée est celle décrite au paragraphe 1.3.3 sur un PMO. Ces mesures confirment que le piège magnétique, comprimé ou non, contient $\sim 10^8$ atomes.

Finalement, pour justifier cette variation du nombre d'atomes détectés en fonction de la compression du piège magnétique, l'explication la plus probable consiste à mettre en cause l'influence de la coupure des champs magnétiques sur les signaux observés sur le MCP. En effet, l'allure de la décroissance des champs magnétiques à la coupure du piège montre, du fait des courants de Foucault, la présence de champs magnétiques plusieurs ms après la coupure. Ces champs influencent la trajectoire des atomes, initialement piégés, et peuvent les dévier de sorte à les faire rater le MCP. Cet effet est d'autant plus important que les atomes sont froids. Des atomes chauds, à 1mK, subissent peu d'influence car leur chute vers le MCP est gouvernée leur grande énergie cinétique initiale. Des atomes un peu plus froids, à 400 μK, sont plus sensibles à la présence de champs magnétiques parasites. Nous verrons au paragraphe 5.3 que cet effet se révèle particulièrement violent pour un nuage très froid autour du microkelvin. Pour valider notre explication, un gradient de champ magnétique vertical est ajouté juste après la coupure du piège. On espère ainsi, dans le cas d'atomes froids, pouvoir récupérer plus d'atomes sur le MCP, en compensant en partie par ce gradient celui créé par les courants de Foucault. Une bobine externe située au-dessus du centre de l'enceinte sert à générer ce gradient. Celui-ci est branché environ 500 μs après la coupure du piège magnétique et atteint ensuite la valeur, au niveau du centre de l'enceinte, de 1 G/cm en 2 ms environ. La figure 2.11 montre l'allure du signal observé sur le MCP, dans ces conditions ainsi que sans gradient ajouté, correspondant au temps de vol d'un piège magnétique très peu comprimé, avec un biais de 180 G, contenant donc un nuage atomique à 400 μK. On voit que l'aire du signal détecté sur le MCP est environ doublée par la présence du gradient ajouté. Cette expérience est répétée pour différentes valeurs finales du biais en fin de compression. La figure 2.12 représente les résultats obtenus en traçant, en fonction du biais, l'aire du temps de vol détecté en présence du gradient supplémentaire normalisée par celle habituelle sans gradient ajouté. Notre hypothèse semble bien confirmée puisque les temps de vol de pièges très comprimés sont peu influencés par l'ajout du gradient supplémentaire. Le gradient a d'autant moins d'influence que le piège magnétique est comprimé, c'est-à-dire que la température du nuage est élevée. Des mesures équivalentes

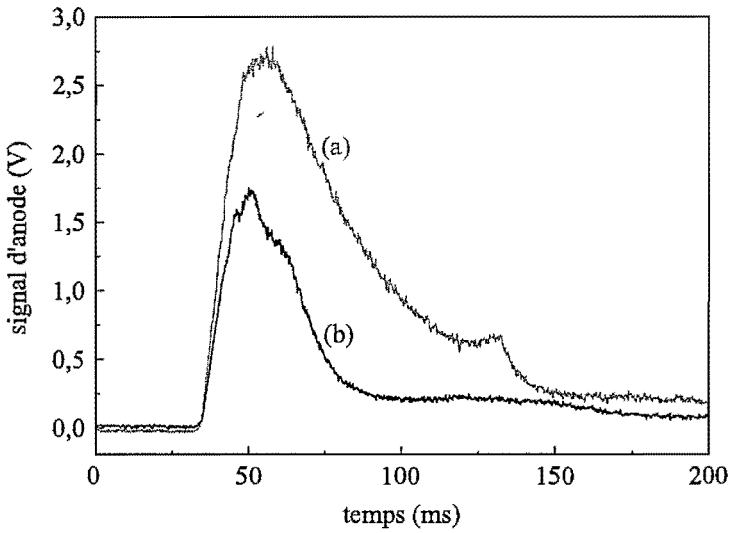


FIG. 2.11 – *Allure du signal observé sur le MCP avec un gradient de champ magnétique vertical ajouté juste après la coupure du piège (courbe grise (a)) et sans gradient ajouté (courbe noire (b)). Ces courbes correspondent aux temps de vol d'un piège magnétique très peu comprimé, avec un biais de 180 G, contenant donc un nuage atomique à 400 μK. On voit que l'aire du signal détecté sur le MCP est environ doublée par la présence du gradient ajouté.*

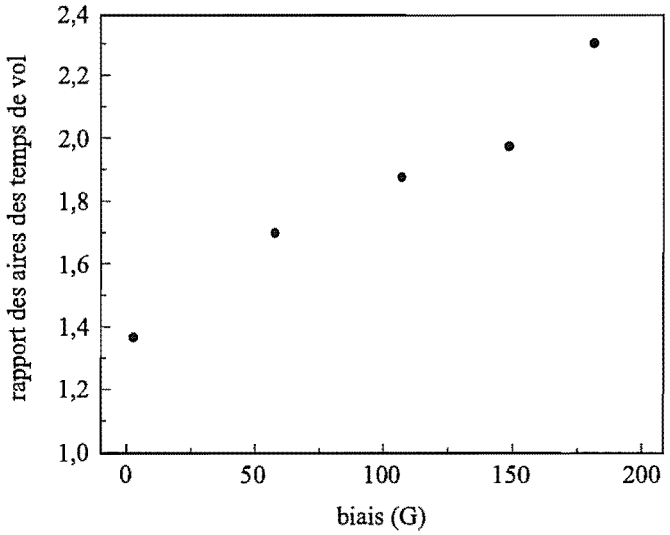


FIG. 2.12 – *Evolution du rapport de l'aire du temps de vol obtenu avec le gradient supplémentaire sur celle obtenue habituellement pour différentes valeurs du biais en fin de compression. Le gradient ajouté a d'autant moins d'influence que le piège magnétique est comprimé, c'est-à-dire que la température du nuage est élevée.*

sur le PMO montrent que le gradient ne modifie pas les temps de vol, ce à quoi on s'attendait pour un nuage à 1 mK. Notons que le rapport représenté sur la figure 2.12 est tracé à partir des aires de temps de vol non corrigées de la température. Cela ne modifie pas nos conclusions puisque cette correction reste faible. Et de toute façon, si les variations de température étaient à l'origine des variations observées sur le nombre d'atomes détectés, on détecterait d'autant plus d'atomes que leur température est faible, ce qui est le contraire de ce que l'on observe.

Ainsi nos mesures de temps de vol effectuées sur des pièges magnétiques peu comprimés, et donc avec un nuage froid, donnent un nombre d'atomes sous-estimé. C'est pour cette raison que les temps de vol sont toujours effectués sur un piège magnétique comprimé. Enfin, le fait de trouver un rapport de 1,3 sur la figure 2.12, au lieu de 1, pour un piège magnétique comprimé souligne la difficulté que l'on peut rencontrer pour déterminer de manière absolue le nombre d'atomes piégés. Cela confirme la prudence annoncée au paragraphe 1.3.3, qui consiste à donner les nombres d'atomes à un facteur 2 près. Le paragraphe suivant étudie l'effet de la compression sur les "signaux d'ions".

2.3.4 Effets sur le signal d'ions

Notre système de détection permet la visualisation du "signal d'ions", comme expliqué au paragraphe 1.3.1. En présence du nuage atomique dans le piège magnétique, on observe un signal sur le MCP, avec la grille supérieure portée à un potentiel $V_g < 0$. Le signal détecté provient des ions produits par collisions entre un atome piégé et une molécule du gaz résiduel, des ions issus de collisions Penning entre deux atomes piégés et d'éventuelles fuites atomiques du piège. Les nuages atomiques observés étant assez chauds (T>300 μK), on ne récolte sur la galette qu'une très faible partie, à savoir moins de 0,8 %, des atomes passant hors du piège. A l'inverse, les ions étant attirés vers le bas grâce à la grille, ils atteignent en grande partie le MCP. La contribution des atomes au signal observé s'avère donc négligeable devant celle due aux ions. Il est donc légitime de parler de "signal d'ions". En supposant les pertes par collisions Penning négligeables devant celles dues au gaz résiduel et fixant la durée de vie du piège, le "signal d'ions " observé représente à un facteur près les variations du nombre d'atomes piégés. La figure 2.13 montre l'évolution du signal d'ions détecté en fonction du temps au cours de la compression et de la décompression du piège magnétique. Pour cette étude, le piège est comprimé en 1,5 seconde et décomprimé en 2 secondes. Lorsque le biais passe de 190 G à une valeur très faible, la valeur du taux d'ions se trouve diminuée d'un facteur 2 environ. On observe également la décroissance lente du taux d'ions due à la durée de vie du nuage atomique. La décompression du piège magnétique a pour effet de refaire passer le signal d'ions à sa valeur initiale d'avant compression, aux pertes par durée de vie près. De plus, la répétition de cette mesure pour différentes compressions (sur la figure 2.13 le piège magnétique est comprimé à fond, à savoir jusqu'à un biais quasi-nul) permet d'affirmer que la chute du taux d'ions est d'autant plus grande que le

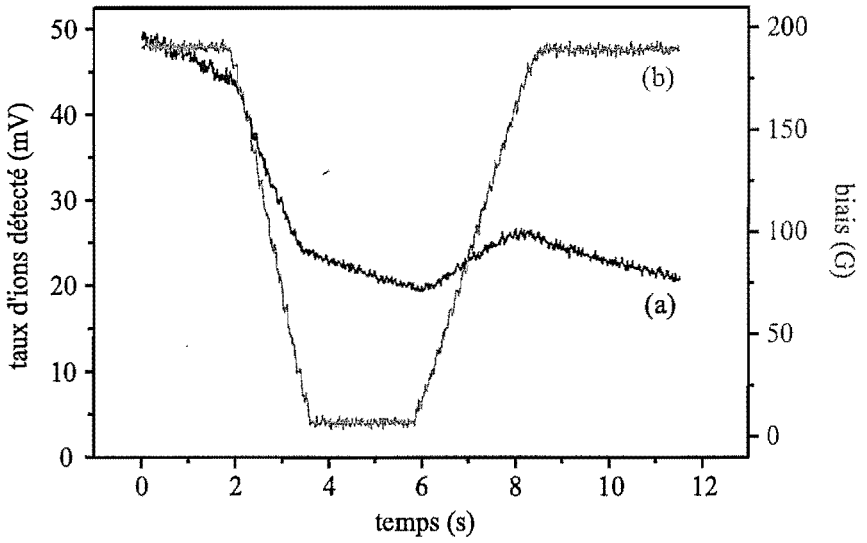


FIG. 2.13 – *Signal d'ions (courbe noire (a)) observé sur le MCP en fonction du temps lors de la compression puis de la décompression du piège magnétique. La courbe grise (b) représente l'évolution du biais du piège. Les variations du biais modifient la valeur du signal d'ions. Lorsque le biais est constant, le taux d'ions décroît du fait de la durée de vie finie du piège.*

piège est fortement comprimé. Ce comportement n'est pas expliqué actuellement. On peut néanmoins montrer que signal d'ions est très sensible à la présence des champs magnétiques de piégeage pendant son observation.

Ce paragraphe s'intéresse donc à l'effet d'un champ électromagnétique présent sur la trajectoire des ions entre le piège et le MCP. Pour simplifier, supposons le champ magnétique B constant et uniforme dans la direction (Oz). Les ions créés par collisions sur le gaz résiduel (H_2O^+ par exemple) subissent l'influence durant leur chute du champ électrique dû au potentiel V_g de la grille attirant les ions, combiné avec le champ magnétique B. Un simple calcul de mécanique où le principe fondamental de la dynamique est appliqué à un ion H_2O^+ soumis à la force de Lorentz permet d'avoir une idée de la position d'impact des ions au niveau du MCP. En choisissant $V_g = -40$ V et $B = 100$ G, la trajectoire des ions est déviée de la verticale selon l'axe (Oy), axe perpendiculaire à (Oz) dans le plan horizontal. Ainsi l'ion arrivant au niveau du MCP se trouve décalé de 4 mm par rapport au centre de la galette, tapant donc au bord du détecteur. Ce raisonnement montre que la configuration complexe des champs magnétiques et leurs valeurs élevées peuvent influencer la trajectoire des ions et les dévier suffisamment pour les empêcher d'atteindre le MCP. Cela pourrait contribuer à expliquer le comportement du signal d'ions observé lors de la compression, puisque le fait de comprimer le piège modifie la configuration des champs magnétiques en présence.

A l'heure actuelle, nous ne disposons pas d'indices supplémentaires pour confirmer ou

mieux comprendre ce comportement. Par la suite, pour réaliser des mesures quantitatives et fiables et pouvoir les comparer entre elles, il faudra donc faire attention de toujours détecter le taux d'ions dans les mêmes configurations de champ magnétique. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'étude des pertes présentes dans le piège magnétique.

2.4 Etude des pertes du piège magnétique

Cette partie étudie les pertes atomiques du piège magnétique avec le temps. La mesure de la durée de vie permet d'évaluer une borne supérieure sur le taux de collisions Penning en absence de lumière et avec un échantillon atomique polarisé. Cette borne est capitale pour savoir si les collisions Penning vont être assez faibles pour permettre la condensation.

2.4.1 Durée de vie

Connaître la durée de vie du piège magnétique s'avère important pour la condensation de Bose-Einstein afin d'évaluer les pertes au sein du nuage, et de s'assurer qu'elles sont suffisamment faibles pour ne pas gêner la formation du condensat (voir critère 2.8). La durée de vie peut être mesurée en visualisant la décroissance du "taux d'ions" du piège magnétique ou en effectuant des temps de vol du piège à différents intervalles de temps. D'autre part, elle s'avère un diagnostic très utile pour déterminer le seuil de surcompensation du piège magnétique ou pour lutter contre la lumière parasite.

2.4.1.1 Décroissance du taux d'ions

Une fois le chargement et la compression du piège magnétique effectués, le "signal d'ions" est visualisé pendant 3 minutes, temps au bout duquel il devient pratiquement nul. La figure 2.14 montre un exemple de signal ainsi obtenu. La courbe représentée décroît linéairement en échelle logarithmique. Ainsi, la décroissance du taux d'ions, donc du nombre d'atomes piégés, suit une loi exponentielle, dont la constante de temps τ est mesurée égale à 57 secondes. L'incertitude sur cette mesure est estimée statistiquement à 10 % environ, la durée de vie du piège magnétique vaut donc $\tau = (57 \pm 6)$ s.

On peut essayer de déduire de la mesure de τ une hypothèse sur le type de collisions qui limitent cette durée de vie. Une première vérification permet de savoir si le jet d'hélium fondamental issu de la source est limitant ou non. Certes une grande partie de l'He est stoppée avant d'arriver dans l'enceinte à vide, mais la fraction superposée au jet d'He* y parvient quand même et contient beaucoup de fondamentaux (1 métastable pour 150 fondamentaux). L'obstruction du jet atomique pendant toute la phase de piégeage magnétique assure que seule la quantité d'He introduite lors du chargement du PMO intervient. Celle-ci pourrait s'avérer gênante tant que l'hélium fondamental n'est pas pompé. La mesure de durée de vie a été répétée pour différentes pressions de la source d'He*, faisant ainsi varier la charge d'hélium fondamental présente. Les durées de vie déduites s'avèrent toutes

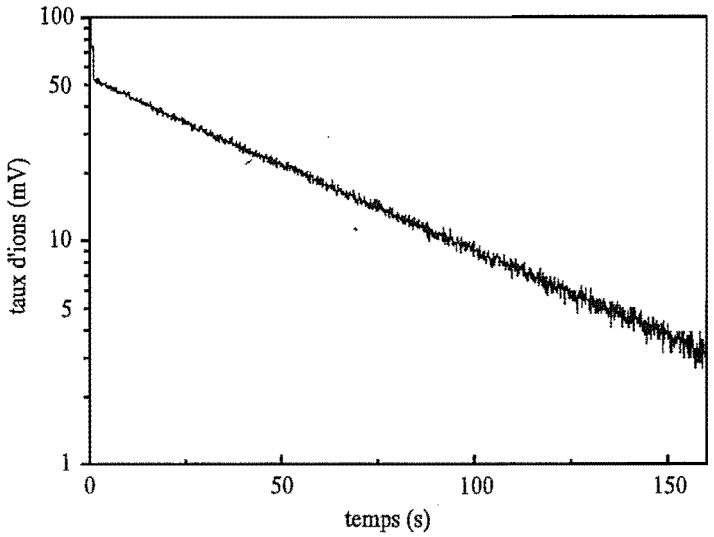


FIG. 2.14 – *Signal d'ions observé tout au long du piégeage magnétique. L'échelle logarithmique permet de mettre en évidence la décroissance exponentielle du taux d'ions, due aux pertes sur le gaz résiduel. On mesure une durée de vie égale à* $\tau = (57 \pm 6)$ *s.*

de l'ordre de la minute et donc indépendantes de la charge d'He introduite. Ce sont les collisions sur le gaz résiduel qui semblent donc limiter τ. Pour s'en assurer, il faudrait faire varier la pression dans l'enceinte, ce que nous ne nous sommes pas risqués à réaliser afin de ne pas dégrader le vide résiduel de l'enceinte, inférieur à 10^{-10} mbar.

Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.2.2, les collisions entre un atome d'He* piégé et une molécule quelconque du gaz résiduel à 300 K entraînent la variation du nombre d'atomes piégés comme $\frac{dN(t)}{dt} = -\frac{N(t)}{\tau}$. En supposant, dans un premier temps, que chaque collision produit un ion, le taux d'ions observé doit vérifier $\Phi_{\text{ion}}(t) = \frac{N(t)}{\tau}$. On retrouve bien que la décroissance du taux d'ions donne accès à la durée de vie du piège magnétique. Le taux d'ions est détecté sous la forme d'une tension $V_{\text{ion}}(t)$ exprimée en volts. Pour se ramener au taux d'ions Φ_{ion} exprimé en ions/s, il faut se servir de la conversion effectuée par le système de détection qui peut s'écrire (avec les notations du paragraphe 1.3.3) :

$$\Phi_{\text{ion}}(t) = \frac{V_{\text{ion}}(t)}{T_{\text{gr}}\,\eta_{\text{ion}}\,G\,e\,R}\ , \tag{2.9}$$

où η_{ion} représente le rendement quantique de la galette pour les ions et qui, d'après le constructeur, vaut 80 %. Le taux d'ions représenté sur la figure 2.14 a pour valeur $V_{\text{ion}} =$ 55 mV à $t = 0$, soit $\Phi_{\text{ion}}(0) = 1,5\times10^5$ s^{-1}. Or, celui-ci doit vérifier la relation $\Phi_{\text{ion}}(0) = \frac{N_0}{\tau}$. Connaissant le nombre d'atomes piégés $N_0 = 10^8$ atomes et la durée de vie du piège $\tau = 57$ s, on déduit $\frac{N_0}{\tau} = 1,7\times10^6$ s^{-1}. Le taux d'ions détecté est donc un ordre de grandeur trop faible. Deux raisons permettent d'expliquer cette différence. D'une part, comme dans le cas du signal d'ions pendant la compression du piège, les ions sont détectés en présence

des champs magnétiques de piégeage. Ceux-ci s'avèrent assez élevés pour perturber la trajectoire des ions, voire les empêcher d'atteindre la galette. Cet effet peut donc entraîner une diminution du nombre d'ions issus du piège et détectés. D'autre part, on a supposé initialement que chaque collision sur le gaz résiduel produisait un ion, ce qui n'est sûrement pas le cas. En effet, l'analyse du vide résiduel régnant dans l'enceinte montre la présence d'eau et d'hydrogène. Or une collision entre un atome d'He* et une molécule d'H_2O ou une collision entre un atome d'He* et une molécule d'H_2 donnent des produits très différents. Une collision entre un atome d'He* et une molécule d'H_2O produit un ion H_2O^+, que l'on détecte, et un atome d'He, l'énergie interne de l'atome d'He* servant à ioniser la molécule d'eau. A l'inverse, une collision entre un atome d'He* et une molécule d'H_2 a moins de probabilité de mener à la formation d'un ion [63]. La collision est élastique et la molécule de H_2 à 300 K éjecte l'atome d'He* hors du piège. En supposant que tous les ions produits par le piège sont détectés, on peut essayer de donner un ordre de grandeur de la proportion de chaque collision. Soit ϵ_1 (respectivement ϵ_2) la fraction des collisions se produisant sur H_2O (respectivement H_2). On suppose que ces deux seuls types de collisions interviennent, c'est-à-dire que $\epsilon_1 + \epsilon_2 = 1$. L'évolution du nombre d'atomes piégés N en fonction du temps s'écrit alors

$$\frac{dN}{dt}(t) = -(\epsilon_1 + \epsilon_2)\,\frac{N(t)}{\tau}\,, \quad \text{soit } N(t) = N_0\, e^{-t/\tau}\,. \tag{2.10}$$

Le taux d'ions Φ_{ion} en fonction du temps est donc donné par

$$\Phi_{\text{ion}}(t) = \epsilon_1\,\frac{N(t)}{\tau}\,. \tag{2.11}$$

On retrouve bien la proportionnalité entre le taux d'ions et le nombre d'atomes piégés. En supposant que le taux d'ions soit trop faible d'un ordre de grandeur exclusivement à cause des collisions non ionisantes sur H_2, on peut estimer $\epsilon_1 \sim 0,1$ [52]. Ainsi, sur 10 collisions entre un atome d'He* piégé et le gaz résiduel, une seule s'effectuerait sur l'H_2O et produirait un ion, les autres s'effectuant de manière élastique sur H_2. Ce fait pourrait s'avérer gênant lors de l'observation du signal d'ions d'un piège magnétique avec peu d'atomes, le signal devenant très faible. Vérifions *a posteriori* que le terme "signal d'ions" reste bien approprié malgré la forte proportion d'atomes devant celle des ions. En supposant que les atomes d'He* issus du piège se répartissent uniformément dans l'espace, seule la fraction d'atomes présente dans l'angle solide Ω, délimité par la galette vu du piège, atteint le MCP. Cela implique un flux d'atomes détecté de l'ordre de $\epsilon_2 \frac{N}{\tau}\frac{\Omega}{4\pi}$, soit 0,5 % de la quantité $\frac{N}{\tau}$. Or le flux d'ions détectés, en supposant que tous les ions produits atteignent le MCP, vaut $\epsilon_1 \frac{N}{\tau}$, soit 10 % de la quantité $\frac{N}{\tau}$. La contribution des atomes au signal observé s'avère donc bien négligeable devant celle due aux ions.

Finalement, les deux explications envisagées actuellement pour expliquer l'ordre de grandeur manquant sur le taux d'ions sont donc la présence des champs magnétiques et celle de collisions non ionisantes. Ces deux points contribuent à faire décroître le nombre d'ions détectés.

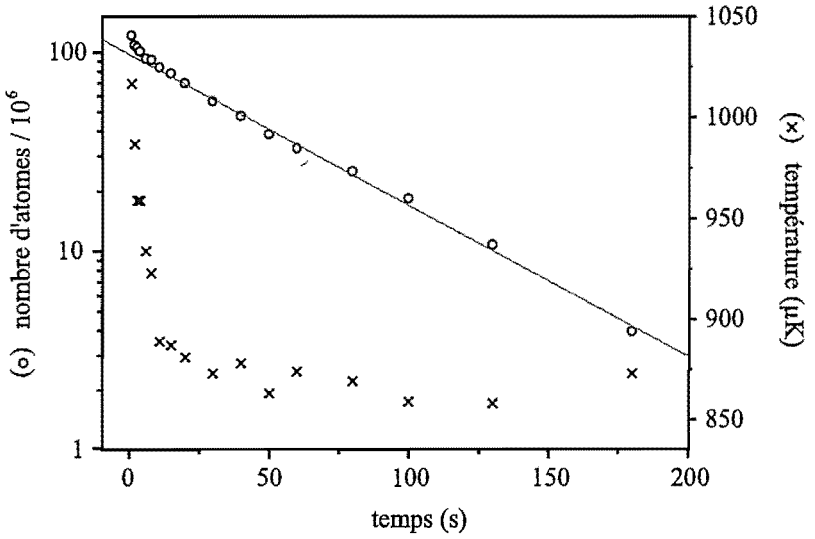


FIG. 2.15 – *Evolution du nombre d'atomes restant piégés (cercles) et de leur température (croix) en fonction du temps d'application du piège magnétique. L'échelle verticale du nombre d'atomes est logarithmique. La droite en gris représente un ajustement linéaire de la décroissance du nombre d'atomes restant dans le piège. Elle permet d'estimer la durée de vie du piège à $\tau \sim 57$ s.*

2.4.1.2 Mesure de la durée de vie par temps de vol

La durée de vie τ peut également être mesurée en chargeant le piège magnétique et en le comprimant, puis en laissant le champ appliqué pendant un certain temps. Les temps de vol du piège enregistrés pour différents temps d'application du champ magnétique permettent de connaître le nombre d'atomes restant dans le piège en fonction du temps, et donc de déterminer τ. Cette méthode n'est pas aussi immédiate que celle exposée précédemment, puisqu'elle implique la reproduction d'un même piège magnétique à chaque point, ce qui nécessite un dispositif expérimental stable. Elle présente néanmoins l'avantage d'avoir accès à l'information supplémentaire que constitue la température du nuage atomique piégé.

La figure 2.15 montre un exemple de courbe ainsi obtenue. La décroissance du nombre d'atomes dans le piège est exponentielle avec une constante de temps $\tau \sim 57$ s, ce qui concorde bien avec la mesure effectuée en visualisant le signal d'ions . On remarque néanmoins une décroissance du nombre d'atomes un peu plus rapide pendant les 10 premières secondes du piège. Ceci pourrait être dû à la présence d'hélium fondamental pompé par la suite, ou à un temps d'adaptation nécessaire au nuage atomique pour être à l'équilibre dans le piège magnétique, ou encore à de l'évaporation du fait de la profondeur finie du piège. Cette double décroissance devrait également être observée sur le taux d'ions, ce qui n'est pas le cas et nous ne savons pas pourquoi. L'évolution de la température avec le temps de piégeage montre qu'après un léger refroidissement au départ, le nuage atomique se stabilise au bout d'un dizaine de secondes à la température de 870 μK. Le fait que

la température diminue avec le temps puis reste constante par la suite corrobore l'hypothèse d'un temps d'adaptation pendant lequel l'échantillon atomique n'est pas encore à l'équilibre dans le piège ou celle d'une évaporation. L'observation d'une stabilisation de la température constitue une preuve d'absence de chauffage des atomes dans le piège magnétique, ce qui s'avérera capital dans la suite, à la fois pour l'obtention d'un condensat et pour la mesure du taux de thermalisation.

2.4.1.3 La durée de vie en tant que diagnostic

Dans certains cas, la mesure de la durée de vie τ du piège magnétique constitue un bon diagnostic pour repérer un problème annexe qui entraîne une réduction de τ. Nous l'avons utilisée pour détecter la présence de lumière parasite ainsi que pour déterminer le seuil de surcompensation du piège.

Eliminer toute trace de lumière parasite arrivant sur les atomes du piège magnétique est une tâche nécessaire pour obtenir une durée de vie de l'ordre de la minute. En effet il suffit de l'absorption d'un seul photon de polarisation non $\sigma+$ par un atome piégé pour que celui-ci passe dans un sous-niveau Zeeman non-piégeant et donc s'échappe hors du piège. Pour éliminer le plus possible la présence de lumière pendant la phase de piégeage magnétique, chaque faisceau est coupé à l'aide d'un obturateur mécanique suivi d'un écran noir percé. Ceci s'avère indispensable même lorsqu'un modulateur acousto-optique est déjà placé sur le trajet du faisceau, puisqu'alors en position éteinte il reste encore suffisamment de puissance dans l'onde RF pour dévier une fraction du faisceau dans l'ordre 1, c'est-à-dire en direction des atomes. De plus la lumière diffusée dans l'ordre 0 peut également parvenir jusqu'aux atomes. L'ensemble du dispositif optique est entouré de caches noirs afin d'éliminer les réflexions parasites en direction de l'enceinte.

Afin de s'assurer qu'il n'y a plus de lumière parasite pouvant interagir avec les atomes, un bon test consiste à mesurer la durée de vie du piège magnétique non comprimé et celle du piège comprimé. Dans le piège non comprimé, la valeur élevée du biais introduit, par effet Zeeman, un déplacement de l'ordre de 500 MHz de la résonance atomique. Cet important désaccord rend les atomes très peu sensibles à la présence de lumière parasite ayant une fréquence proche de la transition atomique. Lors de la compression du piège magnétique, ce désaccord Zeeman diminue et devient inférieur au mégahertz à la fin, rendant possible l'interaction entre les atomes piégés et de la lumière proche de résonance. Toute lumière parasite a alors pour effet d'introduire une perte supplémentaire d'atomes et donc de diminuer la durée de vie du piège. Ainsi, une durée de vie du même ordre de grandeur quelque soit la compression du piège magnétique signifie que l'influence de la lumière parasite est négligeable. Après de nombreux efforts pour réduire fortement la présence de lumière au niveau du nuage atomique pendant le piégeage magnétique, nous obtenons une durée de vie de l'ordre de la minute pour différentes compressions du piège.

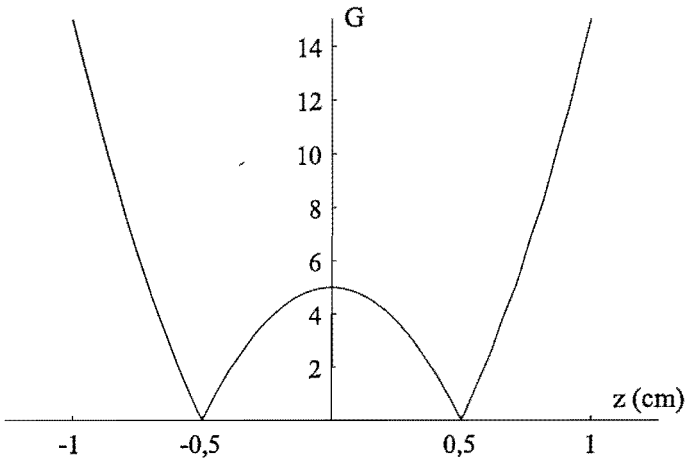


FIG. 2.16 – *Allure du module du champ magnétique de piégeage en fonction de la coordonnée axiale. Le piège est surcompensé avec un biais de −5 G, ce qui crée une partie répulsive au centre du potentiel et deux points d'annulation du champ.*

La durée de vie peut également servir lors de la compression du piège magnétique pour savoir si le biais est trop compensé ou non. Nous avons vu précédemment que la compression s'effectue en augmentant le courant circulant dans les bobines de compensation, celui parcourant les bobines du dipôle-quadrupôle étant maintenu constant. Le biais décroît ainsi jusqu'à 300 mG, ce qui correspond à un courant de 230 A dans les compensations. Il est possible d'augmenter encore un peu ce courant jusqu'à utiliser l'alimentation des bobines de compensation à pleine puissance. Lorsque le champ suivant (Oz) créé par les compensations devient plus grand que celui généré par le dipôle, le biais du piège magnétique prend des valeurs "négatives", et on parle de surcompensation ou surcompression du piège. Un courant de 236 A dans les bobines de compensation par exemple entraîne un biais du piège de l'ordre de "-5 G". L'allure du potentiel de piégeage dans ce cas est représenté sur la figure 2.16. Le module du champ magnétique présente une partie répulsive pour les atomes au centre du piège ainsi que 2 minima de champ nul. Les atomes peuvent donc explorer des zones de champ magnétique nul. Le critère de suivi adiabatique du champ par le spin atomique n'est plus vérifié et les atomes peuvent passer dans un sous-niveau Zeeman non-piégeant. Cela introduit des pertes de Majorana. Nous avons observé une diminution de la durée de vie de 10 à 15 secondes en présence de ce type de pertes à cause de la surcompensation du biais. Afin de comprimer le piège sans atteindre un biais "négatif", la mesure de la durée de vie pour différents pièges très comprimés constitue donc un excellent outil, permettant d'étudier *in situ* le signe du biais, ce qu'il aurait été difficile de réaliser avec les méthodes classiques de mesure des champs magnétiques, comme la sonde à effet Hall par exemple.

2.4.2 Taux de collisions Penning

Il est important pour la suite de l'expérience de s'assurer que les pertes inélastiques à 2 corps ne viennent pas détruire l'échantillon atomique et donc rendre impossible la formation d'un condensat. En absence de lumière, le taux de collisions Penning entre deux atomes d'He* dans l'état 2^3S_1 vaut $\beta_{s-s} \sim 10^{-10}$ cm^3/s [41, 53, 31, 42]. La densité à laquelle on peut espérer atteindre la condensation de Bose-Einstein est de l'ordre de $n_0 \sim 4 \times 10^{12}$ at/cm^3. Sous l'effet des collisions Penning, la durée de vie d'un échantillon atomique à cette densité se trouve réduite à $\frac{1}{\beta_{s-s}\, n_0} \sim 3$ ms!! Il faut donc s'affranchir de ces pertes à 2 corps si l'on veut fabriquer des nuages atomiques aussi denses. Cette partie explique comment il est possible de réduire ce taux de collisions Penning, puis met en avant notre première mesure d'une borne supérieure sur ces collisions.

2.4.2.1 Réduction théorique

Le processus de collisions Penning est gouverné à l'ordre le plus bas par l'interaction électrostatique, ce qui impose la conservation du spin total au cours de la collision. La formule suivante décrit les différents éléments intervenant dans la collision accompagnés de leur spin respectif possible :

$$\begin{array}{ccccccccc} \mathrm{He}^*(2^3S_1) & + & \mathrm{He}^*(2^3S_1) & \rightarrow & \mathrm{He}(1^1S_0) & + & \mathrm{He}^+ & + & e^- \\ 1 & + & 1 & \rightarrow & 0 & + & \frac{1}{2} & + & \frac{1}{2} \end{array}$$

Avant la collision le spin total des réactifs peut valoir 0, 1 ou 2. Celui des produits de la collision ne peut prendre que les deux valeurs 0 ou 1. Donc si le spin total des particules incidentes vaut 2, la collision est fortement inhibée par conservation du spin. Une façon de préparer les réactifs dans un état de spin total égal à 2 consiste à polariser chaque atome d'He* dans l'état $m_J = 1$, ce qui est justement le cas lorsque les atomes sont piégés magnétiquement. Ainsi le taux de pertes à deux corps pour un nuage d'atomes d'He* polarisés dans un piège magnétique à une température inférieure au millikelvin a été calculé théoriquement, à partir de l'interaction spin-spin, et évalué à $\beta^{\uparrow\uparrow} \sim 10^{-14}$ cm^3/s [38, 39, 40]. Il devient donc théoriquement possible de conserver un échantillon d'atomes à une densité de l'ordre de 10^{12} at/cm^3 pendant une centaine de secondes, ce qui devrait suffire pour permettre un refroidissement évaporatif efficace, et atteindre la condensation de Bose-Einstein.

2.4.2.2 Borne supérieure observée

Une limite supérieure sur la réduction du taux de collisions Penning a été mesurée en 1972 [43] en polarisant les atomes par pompage optique : elle est d'au moins un ordre de grandeur. Nous avons également évalué une borne supérieure sur cette réduction pour des atomes dans un piège magnétique quadrupolaire. L'ajustement des courbes de décroissance

du nombre d'atomes piégés par des pertes à un et deux corps ne permet pas de déterminer une valeur du taux de collisions Penning, le terme à 2 corps étant trop faible. Nous pouvons néanmoins donner une valeur maximale de ce taux, compatible avec les barres d'erreur estimées sur chaque point. La mesure donne accès au terme $\beta^{\uparrow\uparrow} n_0$. La densité atomique au centre n_0 est évaluée grâce à un calcul théorique du volume effectif du piège. On trouve alors $\beta^{\uparrow\uparrow} < 4 \times 10^{-11}$ cm^3/s [54]. La référence [45] a récemment placé une meilleure borne supérieure sur $\beta^{\uparrow\uparrow}$ par mesure du taux d'ions produits dans un échantillon partiellement polarisé : $\beta^{\uparrow\uparrow} < 1,2 \times 10^{-11}$ cm^3/s. Le fait d'observer expérimentalement une réduction des collisions Penning s'avère plutôt encourageant. En faisant confiance à la réduction prédite, d'environ 4 ordres de grandeur, on peut espérer former des échantillons denses d'He* et obtenir un condensat. Par la suite, on pense pouvoir mesurer $\beta^{\uparrow\uparrow}$, ou du moins placer une meilleure borne supérieure, grâce à l'étude du taux d'ions produit par un nuage thermique très dense et froid, voire par un condensat.

Chapitre 3

Etude du piège magnétique

Le chapitre précédent a décrit le champ magnétique de piégeage ainsi que le dispositif expérimental utilisé pour générer un tel champ. Il faut maintenant vérifier les caractéristiques du champ magnétique produit, ce qui est réalisé directement *in situ* en sondant les atomes piégés. De cette manière on peut avoir accès à la valeur du biais du piège magnétique ainsi qu'à l'évolution temporelle du champ magnétique à la coupure du piège. La connaissance de la décroissance du champ s'avère une donnée importante, car une mauvaise coupure du piège magnétique pourrait venir fausser les mesures de temps de vol. Il faut également s'assurer que le nuage atomique après son transfert dans le piège magnétique est proche de l'équilibre thermodynamique dans le potentiel de piégeage et qu'il n'existe pas d'oscillations ou de chauffage.

Ce chapitre se propose donc d'étudier plus en détails le piège magnétique. Pour cela, nous avons utilisé trois méthodes, permettant d'interagir avec les atomes piégés et de les sonder. Deux d'entre elles utilisent un faisceau laser sonde, envoyé sur le nuage piégé, dont une partie est absorbée par les atomes. On peut ensuite étudier l'effet produit par l'absorption, soit sur le faisceau lui-même à l'aide d'un système d'imagerie, conjuguant l'ombre créée par les atomes sur le faisceau laser avec la matrice CCD d'une caméra, soit sur le temps de vol détecté sur le MCP après la coupure du piège. La troisième méthode consiste à interagir avec les atomes piégés à l'aide d'une onde radio-fréquence (RF) et à regarder l'effet produit sur les signaux détectés sur le MCP. Une première partie présente les outils développés, à savoir la sonde laser et l'onde RF. Ensuite la méthode par imagerie est décrite, soulignant les difficultés rencontrées pour obtenir des résultats quantitatifs fiables à partir de l'exploitation des images. La troisième partie montre les études réalisées avec les deux autres méthodes, qui consistent à remonter au champ magnétique au niveau des atomes par mesure du désaccord Zeeman de la transition atomique. Les résultats ainsi obtenus fournissent une mesure du biais et l'étude du comportement du champ magnétique à la coupure du piège. Enfin, la dernière partie est consacrée à la spectroscopie RF du piège magnétique permettant de connaître la distribution en énergie des atomes piégés.

3.1 Présentation des outils

Cette partie préliminaire décrit les outils à notre disposition afin d'étudier le piège magnétique. On utilise l'effet produit, par l'absorption d'une sonde laser, sur le temps de vol des atomes ou sur le faisceau lui-même. L'étude de l'effet d'une onde RF sur le nuage atomique permet de compléter ces mesures. Les deux outils employés sont donc un faisceau laser sonde et une onde RF.

3.1.1 La sonde laser

Cette partie explique le principe d'interaction entre un faisceau laser et des atomes piégés magnétiquement. Ce laser sera utilisé pour l'étude du nuage atomique par imagerie ainsi que pour la mesure du champ magnétique *in situ*. A cause des forts champs magnétiques en présence, la transition sondée se trouve très désaccordée par rapport à la résonance atomique à cause de l'effet Zeeman. Donc pour interagir avec des atomes piégés, il faut être capable de décaler en fréquence le laser sonde dans une gamme de plusieurs centaines de MHz. Cette partie décrit le dispositif expérimental mis en oeuvre pour y parvenir.

3.1.1.1 Interaction avec les atomes

On désire imager le nuage atomique et effectuer des mesures *in situ* du champ magnétique en interagissant avec les atomes piégés grâce au laser sonde. Expérimentalement le laser sonde utilisé est celui servant au pompage optique décrit au paragraphe 2.2.1 mais non rétro-réfléchi. Les pièges magnétiques étudiés dans les parties 3.2 et 3.3 contiennent donc typiquement 2 fois moins d'atomes du fait de l'absence de pompage optique lors de leur chargement, le laser utilisé habituellement pour le pompage optique servant à sonder les atomes. On va supposer que le laser sonde est suffisamment intense pour pouvoir négliger l'effet Zeeman inhomogène, provoqué par la présence de forts gradients de champs magnétiques, et simplifier le champ de piégeage en l'identifiant au champ uniforme de biais B_0. Le faisceau laser sonde, polarisé $\sigma+$, est pratiquement colinéaire à l'axe (Oz) du biais avec un angle de 10 ° environ. En prenant pour axe de quantification la direction du biais, la polarisation du faisceau sonde peut donc se décomposer en une composante circulaire $\sigma+$ majoritaire et une composante linéaire π plus faible, représentant seulement 1,5 % de l'intensité totale de la sonde. Les atomes du piège magnétique se trouvent tous dans le sous-niveau Zeeman $m_J = +1$ de l'état 2^3S_1. La sonde peut donc induire des transitions vers les sous-niveaux $m_J = +1$ et $m_J = +2$ de l'état 2^3P_2. La figure 3.1 montre les déplacements par effet Zeeman des différents sous-niveaux intervenant dans la transition atomique 2^3S_1 - 2^3P_2 sous l'effet du biais B_0. La résonance atomique se trouve donc déplacée pour les 2 transitions $\sigma+$ et π qui nous intéressent. Le désaccord de la transition $\sigma+$ s'écrit $\delta_\sigma = (3-2)\,\mu_B\,B_0 = +\mu_B\,B_0$ et celui de la transition π s'écrit $\delta_\pi = (\frac{3}{2}-2)\,\mu_B\,B_0 = -\frac{1}{2}\,\mu_B\,B_0$. Pour un piège magnétique non comprimé, ces désaccords

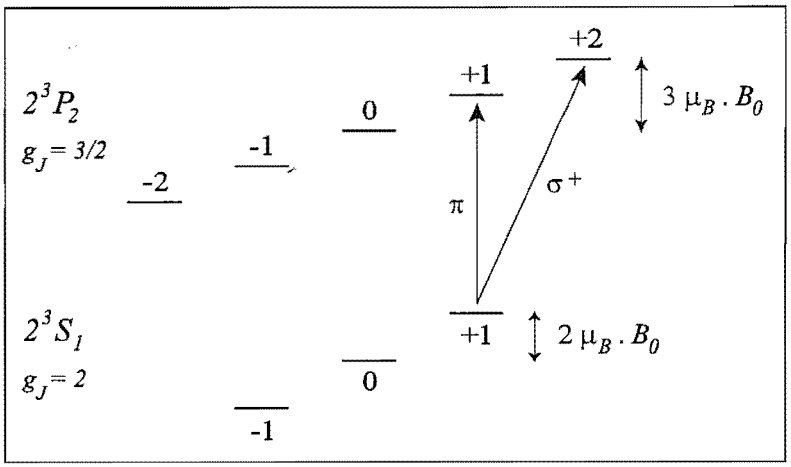


FIG. 3.1 – *Effet du champ de biais B_0 sur la transition atomique 2^3S_1 - 2^3P_2. Les différents sous-niveaux Zeeman se trouvent déplacés proportionnellement au facteur de Landé g_J de l'état considéré. Ainsi la transition σ+ se trouve désaccordée par rapport à la résonance atomique de $\delta_\sigma = +\mu_B B_0$ et celle π de $\delta_\pi = -\frac{1}{2}\mu_B B_0$.*

se révèlent plutôt importants et valent $\frac{\delta_\sigma}{h} = +260$ MHz et $\frac{\delta_\pi}{h} = -130$ MHz. Donc pour interagir avec des atomes dans un piège magnétique quelconque, il faut être capable de décaler en fréquence le laser sonde dans une gamme de plusieurs centaines de MHz. Le paragraphe suivant décrit le dispositif expérimental réalisé pour y arriver.

3.1.1.2 Mise en place

Nous venons de mettre en avant la nécessité de décaler le laser sonde jusqu'à plusieurs centaines de MHz. La méthode la plus simple consiste à faire passer la sonde par un modulateur acousto-optique utilisé dans l'ordre 1. Cependant ce n'est pas la méthode que nous avons choisie d'employer. D'une part, le modulateur acousto-optique déjà en place sur le faisceau sonde et utilisé en simple passage ne permet pas de décaler en fréquence de plus de 150 MHz, ce qui ne suffit pas pour interagir avec les atomes d'un piège magnétique non comprimé par exemple. D'autre part, afin de pouvoir choisir n'importe quel désaccord dans la gamme désirée, il devient indispensable d'utiliser le modulateur acousto-optique en double passage, de sorte à s'affranchir de l'angle de déflexion de l'ordre 1, différent pour chaque désaccord choisi, et pouvant être assez élevé pour empêcher la sonde d'arriver jusqu'aux atomes au centre de l'enceinte piège. Ceci se traduit par une baisse importante de la puissance du laser puisque nous obtenons typiquement 75 % de transmission dans l'ordre 1 pour un modulateur acousto-optique utilisé en simple passage, et seulement 50 % pour une utilisation en double passage. Or la sonde doit être la plus saturante possible afin de disposer assez d'intensité pour élargir la transition et négliger les autres causes d'élargissement afin d'interagir avec tous les atomes. L'utilisation d'un acousto-optique ne

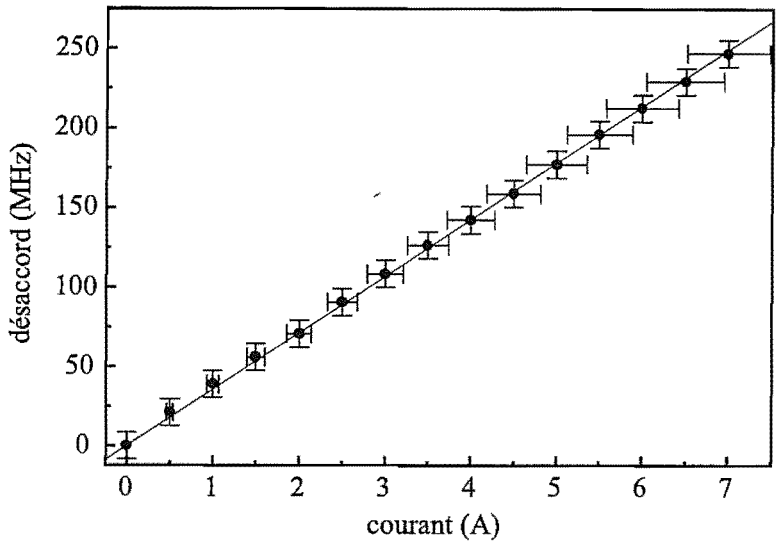


FIG. 3.2 – *Etalonnage du désaccord du laser sonde en fonction du courant envoyé dans les bobines autour de la cellule d'He* servant à l'asservissement du faisceau. Les points représentent les données expérimentales accompagnées de leurs barres d'erreur verticales et horizontales. La droite correspond au résultat donné par la régression linéaire et a pour pente 35,6 MHz/A.*

semble donc pas appropriée à notre situation.

Généralement l'asservissement en fréquence des diodes lasers, servant à générer les faisceaux lasers de notre expérience, s'effectue grâce à la génération d'un signal d'erreur par absorption saturée dans une cellule contenant de l'He*. Le faisceau est alors asservi à la fréquence de résonance de la transition atomique utilisée 2^3S_1 - 2^3P_2. Pour décaler sa fréquence tout en le maintenant asservi, il suffit d'appliquer un champ magnétique homogène autour de la cellule d'He* de l'asservissement afin de modifier, par effet Zeeman, la fréquence de la transition. Ainsi, nous avons mis en place autour de la cellule d'He* servant à asservir la sonde une paire de bobines de rayon 7 cm en configuration Helmholtz. Constituées de 200 tours et parcourues par un courant maximal de 7,5 A, ces bobines permettent de créer un champ magnétique de 190 G, ce qui correspond au biais maximal rencontré. Le signal d'erreur se trouve déformé par rapport à celui sans champ magnétique supplémentaire sur la cellule d'asservissement, mais il reste suffisamment correct pour asservir la diode. La fréquence de la diode sonde peut ainsi être décalée par rapport à la résonance atomique de -260 MHz à $+260$ MHz en faisant varier le courant des bobines d'asservissement de $-7,5$ A à $+7,5$ A. La figure 3.2 montre la dépendance du désaccord du laser sonde, mesuré sur un interféromètre de Fabry-Perot utilisé en analyseur de spectre, en fonction du courant parcourant les bobines d'asservissement. Les barres d'erreur verticales représentées sont dues aux variations de l'intervalle spectral libre du Fabry-Perot utilisé, celles horizontales à l'incertitude sur le courant des bobines d'asservissement, qui, pour les

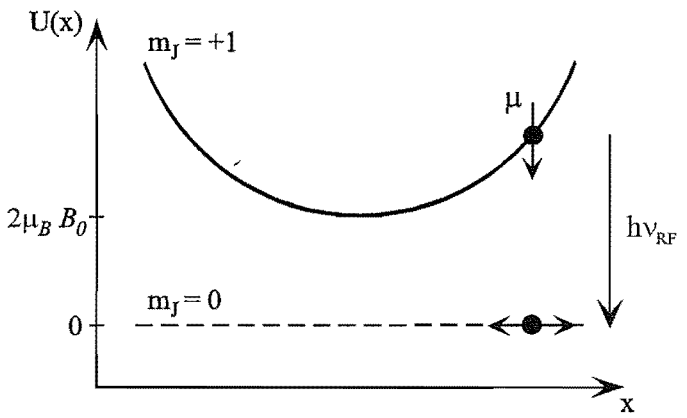


FIG. 3.3 – *Effet d'une onde RF de fréquence ν_{RF} sur un atome du piège magnétique. Lorsque l'énergie $h\nu_{RF}$ de la RF correspond à l'énergie $U(x)$ du sous-niveau Zeeman $m_J = +1$, l'atome peut être transféré vers le sous-niveau $m_J = 0$ et sortir du piège.*

courants de plusieurs ampères, s'échauffent. La figure met en valeur la bonne proportionnalité obtenue entre le courant des bobines et le décalage en fréquence du faisceau sonde. Une régression linéaire fournit un coefficient de conversion courant-fréquence accompagné de son écart type d'une valeur de (35,6 ± 1,0) MHz/A.

3.1.2 L'onde radio-fréquence

Ce paragraphe s'intéresse au deuxième outil employé, à savoir l'onde RF. Il décrit l'effet d'une onde radio-fréquence, de fréquence ν_{RF}, envoyée sur les atomes du piège [64]. Le champ magnétique de piégeage étant dominé par le champ de biais B_0, le champ RF est choisi perpendiculaire à celui du biais de manière à pouvoir induire des transitions entre sous-niveaux Zeeman. Lorsque l'énergie $h\nu_{\mathrm{RF}}$ correspond à l'énergie magnétique du sous-niveau Zeeman $m_J = +1$ d'un atome piégé, celui-ci peut effectuer une transition entre sous-niveaux Zeeman et être transféré dans le sous-niveau non piégeant $m_J = 0$, comme illustré sur la figure 3.3. Ainsi, l'onde RF agit spatialement en expulsant du piège les atomes dont l'énergie magnétique vérifie $U(x) = h\nu_{\mathrm{RF}}$. Cependant, moyennant deux hypothèses raisonnables, il est possible de caractériser plus fortement l'interaction atome-RF. D'une part, la durée d'application de l'onde RF est estimée suffisamment longue devant la période d'oscillation des atomes dans le piège pour que la probabilité de transition soit proche de l'unité à la fin d'application de la RF. La plus grande période rencontrée, correspondant à des atomes dans le piège magnétique non comprimé, vaut 30 ms. Une durée d'application de l'onde RF de l'ordre de la seconde semble donc convenir. D'autre part, on suppose que le mouvement des atomes dans le piège est ergodique, à savoir que chaque atome peut explorer toutes les zones du piège magnétique compatibles avec l'énergie totale qu'il possède. Ainsi, un atome d'énergie totale E passe par tous les points du piège magnétique correspondant à

une énergie inférieure à E. Si $E > h\nu_{\mathrm{RF}}$, il existe des trajectoires de l'atome rencontrant la RF et celui-ci finit par être chassé du piège. Le rôle de l'onde RF consiste donc à expulser du piège magnétique les atomes possédant une énergie totale supérieure à $h\nu_{\mathrm{RF}}$. Elle assure une troncature de la distribution en énergie dans le piège en limitant la profondeur du potentiel de piégeage à $h\nu_{\mathrm{RF}}$. Cette propriété sera mise à profit pour effectuer des mesures de spectroscopie du piège magnétique (voir partie 3.4). Elle permet également de faire varier à volonté la profondeur du piège, et, par exemple, de déterminer l'énergie du fond du puits de potentiel, donc le biais du piège magnétique considéré.

Expérimentalement l'onde RF est produite par deux spires placées sous vide suivant l'axe (Oy) en configuration Helmholtz. Le champ RF généré est bien perpendiculaire à celui du biais pour induire des transitions entre sous-niveaux Zeeman. Les bobines sont alimentées par un synthétiseur (ANRITSU ref. MG 3641 A) suivi d'un amplificateur de 30 dB. Nous avons essayé de caractériser la puissance du champ RF généré en fonction de la fréquence choisie, en mesurant la puissance réfléchie par l'ensemble bobines-amplificateur, ou encore le courant induit dans une boucle de courant. Mais ces mesures se sont révélées peu fiables et n'ont abouti à aucun résultat. Néanmoins on peut apporter une réponse expérimentale à cette question. D'une part, l'expérience de spectroscopie RF du piège magnétique montre que la RF agit sur les atomes dans toute la gamme de fréquences utiles à l'étude du piège, qui correspond aussi à celle balayée au cours du refroidissement évaporatif. D'autre part, à partir d'une puissance de 3 dBm, lue sur le synthétiseur, le nombre d'atomes expulsés du piège par la RF n'augmente plus, indiquant une saturation de la transition. On peut donc affirmer que la puissance RF à notre disposition est suffisante pour interagir avec les atomes quelque soit la fréquence RF choisie. L'ensemble du dispositif constitue ainsi un couteau RF, tronquant le piège magnétique au-dessus de l'énergie RF.

3.2 L'imagerie

Cette partie est consacrée à l'étude du nuage atomique dans le piège magnétique par imagerie en absorption. Après quelques généralités montrant l'intérêt d'une telle étude, le principe des mesures est décrit, en justifiant les valeurs choisies pour les différents paramètres entrant en jeu. Puis les résultats sont exposés, en soulignant les difficultés rencontrées pour réaliser des mesures fiables et quantitatives.

3.2.1 Généralités

Les mesures par imagerie en absorption permettent en général d'obtenir beaucoup d'informations sur le nuage atomique piégé. Le principe utilisé consiste à imager le nuage atomique sur une caméra en envoyant une sonde laser sur les atomes. L'exploitation des images obtenues fournit différentes caractéristiques sur le nuage atomique, telles que le nombre d'atomes, la température et la taille [7]. Le profil d'intensité des images permet

de remonter à la forme du nuage et donc, moyennant quelques hypothèses sur la symétrie du nuage dans les différentes directions de l'espace, à son volume. L'énergie absorbée au centre du nuage atomique permet de déterminer l'épaisseur optique du nuage au centre. De la valeur de l'énergie totale déposée sur la caméra est déduite l'énergie absorbée par les atomes. Par comparaison avec l'absorption théorique attendue, on obtient alors une valeur du nombre d'atomes présents dans le nuage. La prise d'images à différents délais après la coupure du piège donne une visualisation de l'explosion du nuage atomique et fournit une mesure de la vitesse initiale des atomes, et donc de la température du nuage juste avant la coupure du piège. La méthode d'imagerie s'avère donc très riche et fournit les principales caractéristiques du nuage atomique. C'est d'ailleurs la méthode couramment employée pour observer les nuages atomiques, condensés ou non. Dans notre cas, à savoir avec des atomes d'He* et en présence de champs magnétiques intenses, la réalisation de mesures fiables par imagerie en absorption présente des difficultés majeures, que nous allons exposer. Pour cette raison, l'imagerie ne paraît pas très appropriée. L'utilisation de notre système de détection électronique prend donc tout son intérêt.

3.2.2 Choix des paramètres

Cette partie dresse un bilan des conditions à respecter pour effectuer des images en absorption exploitables compte tenu des caractéristiques de l'atome d'He*, de la présence de forts champs magnétiques et des caractéristiques de notre caméra CCD. Ces conditions fixent les valeurs à choisir concernant les paramètres de la sonde, à savoir l'intensité et la durée de l'impulsion sonde à envoyer sur les atomes.

Ce paragraphe détaille les contraintes imposées par l'utilisation d'atomes d'He*. De manière générale, les mesures en absorption avec l'atome d'He* sont délicates, du fait de sa masse relativement faible (22 fois plus léger que le Rb) qui le rend rapide et sensible à des perturbations extérieures. Nous verrons que l'effet Zeeman inhomogène, dû à la présence des forts champs magnétiques de piégeage, rend difficile l'exploitation d'images du nuage atomique prises en présence de ces champs. Il est donc préférable de couper le piège avant d'effectuer des images. Or dès le piège magnétique coupé, le nuage atomique gonfle et s'expand du fait de la vitesse initiale des atomes. Cette expansion balistique se révèle gênante car elle entraîne une chute de l'épaisseur optique du nuage, et donc de l'absorption. Par exemple, dans le cas du piège magnétique comprimé chargé sans pompage optique, le nuage atomique contient 5×10^7 atomes avec une taille (demi-largeur à $\frac{1}{\sqrt{e}}$) de l'ordre de 4,5 mm suivant (Oz) et de 2 mm suivant (Ox) et (Oy). La densité au centre vaut alors 5×10^8 at/cm^3, ce qui donne une épaisseur optique au centre de l'ordre de l'unité. La température d'un tel nuage étant de 1 mK environ, une expansion de 2 ms après la coupure du piège entraîne une diminution de son épaisseur optique d'un facteur 3. On perd alors au moins un facteur 2 sur l'énergie absorbée. On comprend bien ici la nécessité de couper

rapidement le piège magnétique afin d'être capable d'effectuer des mesures en absorption le plus rapidement possible après la coupure et ne pas trop perdre en épaisseur optique du nuage atomique. D'autre part, la pression de radiation exercée par le faisceau laser sonde accélère les atomes et peut les faire sortir de résonance par effet Doppler. Rappelons que la transition sondée 2^3S_1 - 2^3P_2 possède une lárgeur naturelle égale à $\Gamma = 1,6$ MHz. Il suffit donc de 20 photons absorbés pour faire sortir de résonance les atomes. Ceci impose une limitation sur l'intensité I ou la durée Δt de l'impulsion sonde à choisir. Ainsi, une sonde saturante, c'est-à-dire avec un paramètre de saturation à résonance tel que $s = \frac{I}{I_{sat}} \gg 1$, ne doit pas éclairer les atomes pendant plus de $\Delta t = 4$ μs. Une sonde plus faible, avec $s \sim 0,1$, doit durer moins de $\Delta t = 40$ μs. L'emploi d'une sonde rétro-réfléchie permet de s'affranchir de ce problème, la pression de radiation du faisceau aller se trouvant compensée par celle du faisceau retour. De plus, la sonde traversant deux fois le nuage, l'absorption est doublée par rapport à un aller simple. Mais expérimentalement, la rétro-réflexion du laser entraîne l'apparition de franges d'interférences qui détériorent les images et les rendent inexploitables. On doit donc utiliser le laser sonde non rétro-réfléchi et essayer de ne pas dépasser 20 photons échangés. Enfin, la présence de lumière proche de résonance entraîne l'apparition, au sein du nuage, de collisions Penning assistées par la lumière. Ces collisions détruisent le nuage pendant la prise d'image. Dans le cas d'un nuage thermique à 1 mK dans le piège magnétique comprimé et avec $\beta_{s-p} \sim 5 \times 10^{-9}$ cm^3/s, les collisions Penning détruisent le nuage en 400 ms. La durée de l'impulsion sonde ne dépassant pas quelques ms au plus, l'effet des collisions est négligeable pendant l'éclairement du nuage. Par contre, dans le cas d'un condensat, la densité typique au centre s'élève à $\sim 10^{13}$ at/cm^3, ce qui donne un temps de destruction du nuage sous l'effet des collisions Penning de 20 μs seulement. Afin de réduire l'influence de ces collisions, il faut, soit utiliser une sonde très courte, soit limiter la fraction d'atomes passant dans l'état excité 2^3P_2, en employant une sonde très peu intense ou très désaccordée par rapport à la résonance atomique (imagerie en contraste de phase). Les caractéristiques de l'atome d'He* imposent donc l'utilisation d'une sonde peu perturbative, à savoir courte et peu intense, et envoyée aussitôt après la coupure du piège magnétique. Nous allons voir que le respect de ces critères, d'origine fondamentale, est difficilement réalisable à cause des critères techniques existant expérimentalement et qui s'avèrent incompatibles avec ceux venant d'être présentés ici.

Ce paragraphe est consacré aux divers phénomènes venant augmenter la largeur en fréquence de la transition atomique et donc diminuer l'absorption de la sonde par les atomes. Cette transition peut se trouver élargie soit par la sonde, du fait de sa propre largeur en fréquence ou de son intensité, soit par effets Doppler et Zeeman, du fait de la vitesse des atomes et de la présence des champs magnétiques. La raie émise par le laser sonde lui-même possède une largeur de 3 MHz. La sonde utilisée à pleine puissance a une intensité de 15 mW/cm^2, soit un paramètre de saturation de l'ordre de $s \sim 100$. Cela entraîne un

élargissement par saturation maximal égal à $\Gamma\sqrt{1+s} \sim 16$ MHz. Un paramètre $s = 1$ par exemple correspond à un élargissement de l'ordre de 2 MHz. Les nuages atomiques les plus chauds ont une température de ~ 1 mK, ce qui génère un élargissement par effet Doppler de $\frac{1}{\lambda}\sqrt{\frac{k_B T}{m}} \sim 1$ MHz. Cet élargissement est donc généralement négligeable devant les autres causes d'élargissement. L'emploi de forts champs magnétiques, en particulier celui d'un gradient élevé, introduit, par effet Zeeman, un désaccord en fréquence dépendant fortement pour chaque atome de sa position dans le piège. Cet effet Zeeman inhomogène se révèle donc gênant lors d'une mesure en absorption pour laquelle il est souhaitable que la sonde soit à résonance avec l'ensemble des atomes piégés. Dans le cas du piège magnétique non comprimé, la taille du nuage (demi-largeur à $\frac{1}{\sqrt{e}}$) est de l'ordre de 2,5 mm suivant (Oz) et de 4,5 mm suivant (Ox) et (Oy). L'élargissement de la transition atomique par effet Zeeman introduit est alors de l'ordre de 4 MHz dans les trois directions. Dans le cas du piège magnétique comprimé (mêmes caractéristiques qu'au paragraphe précédent), l'élargissement est très important puisqu'il s'élève à 45 MHz suivant (Ox) et (Oy) et 10 MHz suivant (Oz). Cet élargissement est grand et conduit donc à une chute de l'absorption. Afin d'exploiter les images réalisées en absorption, il faudrait donc modéliser l'effet de l'élargissement Zeeman inhomogène, ce qui est difficile à réaliser. On préfère effectuer des mesures d'absorption non pas *in situ*, mais après la coupure du piège magnétique lorsque les champs magnétiques deviennent beaucoup plus faibles. Nous verrons au paragraphe 3.3.2 que, dans le cas d'un piège magnétique non comprimé, une attente de 1 ms après la coupure du piège entraîne une diminution de la valeur des champs magnétiques, donc de l'élargissement Zeeman, d'un ordre de grandeur environ. Tous les élargissements ont alors une valeur de quelques MHz et contribuent de manière égale à faire diminuer l'absorption. Il faut donc tous les prendre en compte pour exploiter les images, ce qui n'est pas trivial. Une solution consiste à utiliser la sonde à pleine puissance afin que les différents élargissements deviennent négligeables devant celui par saturation (~ 16 MHz pour $s = 100$). Dans le cas d'un piège comprimé, il est plus difficile de conclure étant donné l'allure très différente de la décroissance des champs. Ainsi, les différents phénomènes venant élargir la transition atomique conduisent à effectuer les images en absorption après la coupure du piège, pour s'affranchir de l'effet Zeeman inhomogène, et d'employer une sonde très intense afin de négliger les autres causes d'élargissement.

Ce paragraphe détaille les contraintes expérimentales imposées par la caméra utilisée pour prendre des images du piège (caméra CCD refroidie Princeton). La transition atomique sondée 2^3S_1 - 2^3P_2 s'effectue à la longueur d'onde $\lambda = 1,083$ μm pour laquelle le rendement quantique de la caméra ne vaut que 4×10^{-4} (valeur donnée par le constructeur). Pour obtenir un signal sortant du bruit, il faut donc une énergie déposée par pixel, et donc une énergie absorbée par les atomes, suffisamment importante. Cela impose soit une intensité élevée afin de saturer l'absorption, soit un temps d'interaction long entre la

sonde et les atomes. Typiquement, pour que le signal sorte du bruit, l'expérience indique que l'énergie reçue par un pixel doit dépasser 0,06 pJ. Pratiquement, cela fixe la condition suivante sur la durée Δt et le paramètre de saturation s de la sonde :

$$\Delta t_{(\mu s)} \gg \frac{6s}{1+s} \,. \tag{3.1}$$

Dans le cas d'une sonde saturante ($s \gg 1$), cette condition impose une durée d'éclairement des atomes supérieure à 6 μs. Dans celui d'une sonde telle que $s \sim 0,1$, cela impose une durée supérieure à 60 μs. Pour pouvoir diminuer cette durée, il faudrait augmenter le rapport signal à bruit. Une astuce pour améliorer le rapport signal à bruit consiste à accumuler plusieurs images sans les lire, de manière à augmenter l'énergie déposée tout en n'introduisant qu'une seule fois le bruit de lecture, bruit prépondérant avec notre caméra. Mais cette accumulation d'images n'est pas très fiable car elle exige une expérience très stable. En effet, afin de pouvoir interpréter correctement les images, il faut reproduire un même nuage atomique d'un cycle à l'autre (chaque cycle dure 3 s environ) et envoyer une sonde avec les mêmes paramètres pour obtenir une absorption identique d'une image sur l'autre. La sonde présente du bruit en position et en intensité. Cela constitue un inconvénient dans le cas de l'accumulation d'images, et rend délicate la soustraction entre l'image elle-même et le fond (image obtenue sans atomes), nécessaire à l'exploitation.

Cette partie montre la difficulté rencontrée lors du choix des paramètres de la sonde afin de satisfaire les différents critères présentés ici. Expérimentalement, les caractéristiques de notre caméra CCD imposent l'utilisation d'une sonde intense et longue, pour avoir un bon rapport signal à bruit. Le choix pratique des paramètres de la sonde consiste à appliquer une sonde suffisamment intense et longue pour sortir du bruit, tout en essayant néanmoins d'être le moins perturbatif possible vis-à-vis des atomes. La partie suivante décrit les caractéristiques du faisceau sonde finalement choisies et montre les résultats expérimentaux obtenus.

3.2.3 Résultats et conclusion

Expérimentalement le laser sonde utilisé est celui servant au pompage optique décrit au paragraphe 2.2.1 mais non rétro-réfléchi. Une lentille de focale 50 mm et située à 30 cm du centre de l'enceinte conjugue le nuage atomique et la matrice CCD de la caméra avec un grandissement de $\sim \frac{1}{8}$. Le désaccord en fréquence de la sonde par rapport à la transition atomique est fixé de sorte à interagir au maximum avec les atomes. La méthode pour décaler en fréquence le faisceau jusqu'à près de 300 MHz, correspondant à un piège non comprimé et donc avec un biais élevé, est celle décrite au paragraphe 3.1.1.2. Le faisceau couvre entièrement le nuage avec une largeur totale à $\frac{1}{e^2}$ égale à 1,5 cm. Son intensité est fixée à 200 μW/cm^2 ce qui donne un paramètre de saturation proche de l'unité. Cette sonde éclaire les atomes 1 à 2 ms après la coupure du piège magnétique

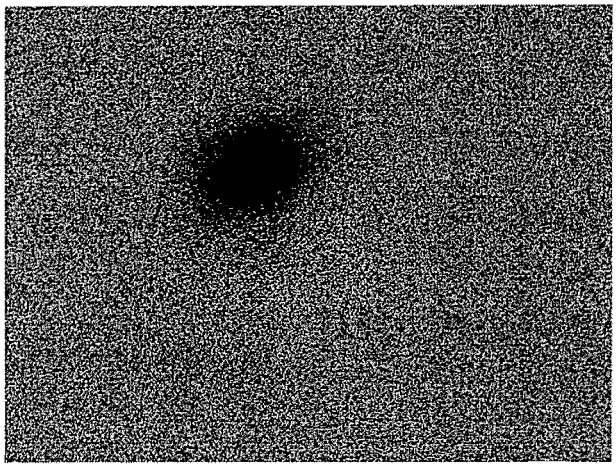


FIG. 3.4 – *Image, obtenue après soustraction du fond, d'un piège magnétique légèrement comprimé jusqu'à 130 G. Le nombre d'atomes piégés, obtenu par temps de vol, vaut* 5×10^7 *atomes. On peut déduire de cette image une taille transverse pour le nuage de l'ordre de 4 à 5 mm et une densité au centre de l'ordre de* 10^8 *at/cm*^{3}.

pendant 100 μs. Les mesures ont été effectuées sur des pièges magnétiques non comprimés ou peu comprimés car l'observation du piège comprimé s'avère plus difficile, l'effet Zeeman inhomogène étant plus important et la coupure des champs magnétiques de piégeage plus perturbative (voir paragraphe 3.3.2). Des premiers essais ont été réalisés avec une sonde plus intense et plus courte afin d'élargir la transition par saturation suffisamment pour négliger les élargissements Zeeman ou autres évoqués auparavant. Mais la mauvaise qualité des soustractions entre les images et le fond, due au bruit d'intensité de la sonde, nous a finalement contraints à utiliser une sonde bien moins intense et plus longue ($s \sim 1$ et $\Delta t \sim 100$ μs). La figure 3.4 montre un exemple d'image, après soustraction du fond, obtenue dans les conditions décrites ci-dessus. Le piège étudié correspond à un piège légèrement comprimé avec un biais total de 130 G, contenant d'après une mesure de temps de vol 5×10^7 atomes. L'exploitation de cette image fournit une mesure de la taille transverse du nuage de l'ordre de 4 à 5 mm. On obtient une densité au centre du nuage de l'ordre de 10^8 at/cm^3, en supposant la taille du nuage suivant (Oz) égale à celle théorique de 2,5 mm. Les valeurs déduites des mesures en absorption concordent avec les valeurs attendues théoriquement. Néanmoins, compte-tenu de la difficulté de réaliser des images de qualité satisfaisante et des hypothèses simplificatrices émises pour être capable de les exploiter, nous avons préféré, finalement pour la suite, utiliser notre système de détection électronique pour déterminer le nombre d'atomes piégés et leur température, la densité étant calculée à partir de la taille théorique du nuage atomique piégé.

Les résultats obtenus en imagerie nous ont néanmoins permis de tirer des conclusions intéressantes sur le piège magnétique. D'une part, nous avons pu vérifié en effectuant des

images du PMO et du piège magnétique, que le piège magnétique se forme à peu près au même endroit que le PMO, ce qui n'était pas évident *a priori* étant donné l'utilisation de bobines différentes dans les deux cas. Les mesures déduites des images concernant la taille et la densité du nuage atomique sont réalistes. Il faut néanmoins rester prudents car nous n'avons pas pris en compte dans nos exploitations les différents élargissements décrits précédemment, difficiles à modéliser mais néanmoins assez importants pour perturber les images. La rétro-réflexion de la sonde n'a pas permis d'améliorer la qualité des images car alors des figures d'interférences et de la lumière réfléchie apparaissent et dégradent trop les images. Une solution serait d'utiliser une autre transition pour sonder les atomes. La transition 2^3S_1 - 3^3P_J s'effectue à la longueur d'onde de 389 nm, ce qui permet de bénéficier du meilleur rendement quantique de notre caméra à cette longueur d'onde. Une autre solution serait sûrement d'acheter une caméra beaucoup plus sensible autour de 1 μm. Certaines caméras avec une matrice CCD en silicium présentent un rendement quantique de l'ordre de 0,1 %, voire plus. Les caméras avec une matrice en InGaAs ont encore un meilleur rendement quantique, mais ont des matrices plus petites avec moins de pixels et présentent l'inconvénient majeur d'avoir un bruit plus important. L'augmentation du rapport signal à bruit, grâce à l'emploi d'une de ces deux solutions, permettrait d'utiliser une sonde moins intense ou plus courte, et donc moins perturbative du point de vue des atomes. On pourrait attendre plus longtemps après la coupure des champs afin de minimiser l'effet Zeeman inhomogène. L'idéal serait alors d'employer une sonde saturante, pour pouvoir négliger les autres causes d'élargissements devant celui par saturation, et très courte pour être peu perturbatif.

La partie suivante développe l'étude des champs magnétiques en présence, mesurés à l'aide de la sonde ou de l'onde RF grâce au MCP.

3.3 Etude *in situ* du champ magnétique

Cette partie s'intéresse à l'étude *in situ* du champ magnétique de piégeage et présente les mesures effectuées concernant la valeur du biais du piège magnétique ainsi que celles sur la décroissance du champ magnétique après la coupure du piège. Les caractéristiques du champ magnétique généré par les bobines de piégeage ont été étudiées au préalable à l'aide d'une sonde à effet Hall avant de les mettre en place sur le dispositif expérimental. La disposition exacte des paires de bobines de chaque côté de l'enceinte s'avère cruciale pour la valeur exacte des champs créés. De plus, pour l'étude de la décroissance des champs, la présence de l'enceinte métallique joue un rôle prépondérant à cause des courants de Foucault. Le biais et le champ magnétique à la coupure sont donc mesurés dans la configuration exacte d'utilisation des bobines et à l'endroit où se situent les atomes. Le principe utilisé consiste à mesurer le décalage en fréquence par effet Zeeman de la transition atomique et d'en déduire la valeur du champ magnétique vu par les atomes.

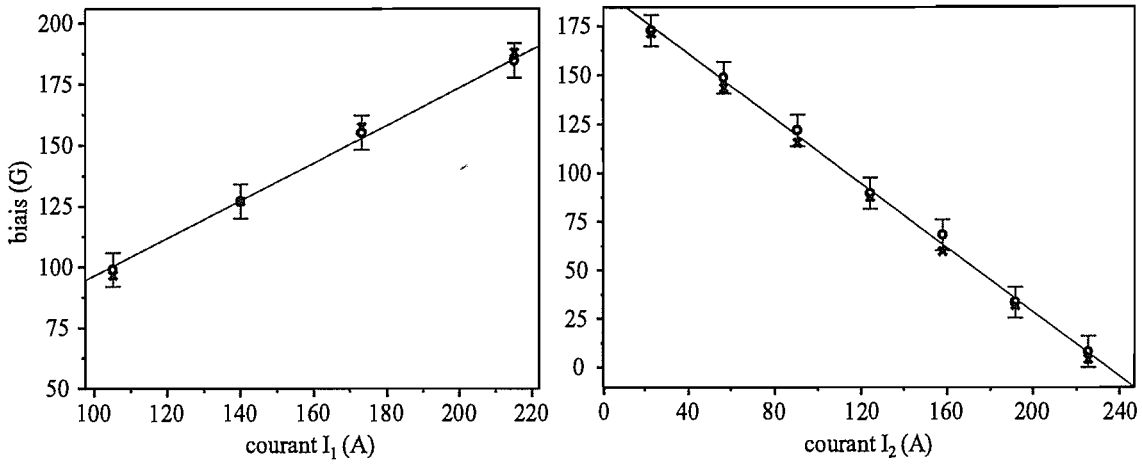


FIG. 3.5 – *Valeur du biais déduite des mesures effectuées en utilisant le laser sonde. Le graphique de gauche correspond au biais du piège magnétique non comprimé représenté en fonction du courant I_1 circulant dans les bobines du dipôle et du quadrupôle, celui de droite correspond au biais du piège magnétique comprimé représenté en fonction du courant I_2 circulant dans les bobines de compensation. Les cercles correspondent à la valeur du biais déduite du désaccord de la sonde entraînant la destruction du temps de vol du piège magnétique. Les croix indiquent la valeur théorique attendue du biais pour chaque courant. Les droites sont des ajustements des points expérimentaux.*

3.3.1 Mesure du biais

La valeur du biais du piège magnétique constitue une donnée importante à la fois pour connaître le pouvoir de compression du piège et pour déterminer le seuil de surcompensation. Cette partie détaille les mesures effectuées en employant les deux outils décrits précédemment à savoir la sonde laser et l'onde RF.

3.3.1.1 Mesure à l'aide de la sonde

Ce paragraphe décrit la méthode employée pour mesurer le biais de différents pièges magnétiques ainsi que les résultats obtenus. Le principe de la mesure consiste à observer le temps de vol du piège magnétique et chercher à le détruire au maximum en faisant varier le désaccord de la sonde. La mesure de ce décalage en fréquence permet d'avoir accès à la valeur du biais du champ magnétique de piégeage. Pour cela, le laser sonde est envoyé sur les atomes pendant la phase de piégeage magnétique, avec une durée de $\Delta t = 10\ \mu s$ et une intensité de 15 mW/cm^2. Le choix d'une impulsion sonde saturante et courte repose sur le fait que l'on souhaite interagir avec tous les atomes, mais sans trop les faire sortir de résonance par effet Doppler (voir paragraphe 3.2.2). La fréquence de la sonde est choisie en fixant le courant dans les bobines autour de la cellule d'asservissement. On effectue ensuite un temps de vol du piège magnétique. Lorsque le désaccord de la sonde correspond à celui

de la transition atomique déplacée par effet Zeeman par le champ magnétique de biais, l'interaction entre la sonde et les atomes piégés devient maximale. Les atomes se trouvent éjectés hors du piège et le signal de temps de vol du piège magnétique est alors détruit. Le désaccord de la sonde δ_0 optimisant la destruction du temps de vol permet de remonter à la valeur du biais B_0 du piège magnétique par $B_0 = \frac{\delta_0}{\mu_B}$.

Expérimentalement, nous n'avons exploré que des désaccords dont le signe correspond à la transition $\sigma+$. La figure 3.5 montre les résultats obtenus dans le cas d'un piège magnétique non comprimé pour différents courants I_1 dans les bobines du dipôle-quadrupôle et dans le cas d'un piège comprimé pour différents courants I_2 dans les bobines de compensation. Dans chaque cas, les valeurs expérimentales du biais montrent un comportement linéaire avec le courant des bobines et correspondent bien à celles attendues théoriquement. Les faibles valeurs du biais correspondant à un piège magnétique très comprimé s'avèrent difficiles à mesurer car les deux transitions $\sigma+$ et π se superposent, ce qui élargit la plage de fréquences agissant sur les atomes. Les mesures effectuées par RF ne présentent pas cet inconvénient.

3.3.1.2 Mesure à l'aide de la RF

Le principe des mesures du biais avec l'onde RF ressemble à celui employé pour les mesures avec la sonde laser. L'onde RF est envoyée dans piège magnétique pendant 20 secondes environ et avec une puissance (lue sur le synthétiseur) de -10 dBm. On effectue ensuite un temps de vol du piège magnétique. Lorsque l'on abaisse le couteau RF en diminuant la fréquence de la RF, il reste de moins en moins d'atomes piégés puisque l'on tronque de plus en plus la distribution en énergie dans le piège. Pour la fréquence correspondant au fond du potentiel de piégeage, donc au biais, la RF vide entièrement le piège magnétique et le signal de temps de vol se trouve détruit. Si l'on continue à diminuer la fréquence de la RF, celle-ci n'a plus d'effet sur les atomes et le temps de vol du piège réapparaît. La puissance de la RF est choisie relativement faible car une puissance plus élevée entraîne un élargissement de la plage de fréquences détruisant le temps de vol. La fréquence ν_0 du couteau RF entraînant la destruction du temps de vol permet de remonter à la valeur du biais B_0 par $B_0 = \frac{h\nu_0}{2\mu_B}$. La figure 3.6 montre les résultats obtenus dans le cas d'un piège magnétique comprimé pour différents courants I_2 circulant dans les bobines de compensation. Les valeurs mesurées du biais montrent bien un comportement linéaire avec le courant des bobines. L'incertitude sur chaque point est estimée à ± 1 G voire ± 2 G pour les valeurs élevées du biais. En effet, l'action de la RF s'avère moins importante avec un piège magnétique peu comprimé qu'avec un piège très comprimé. Ceci peut s'expliquer par le fait que, dans ce cas, l'hypothèse d'ergodicité sur le mouvement des atomes piégés se trouve moins bien vérifiée du fait de la forme harmonique du piège dans les trois directions de l'espace. A l'inverse, le piège magnétique très comprimé possédant deux directions linéaires, cela facilite la redistribution en énergie entre les différents axes, donc l'ergodicité,

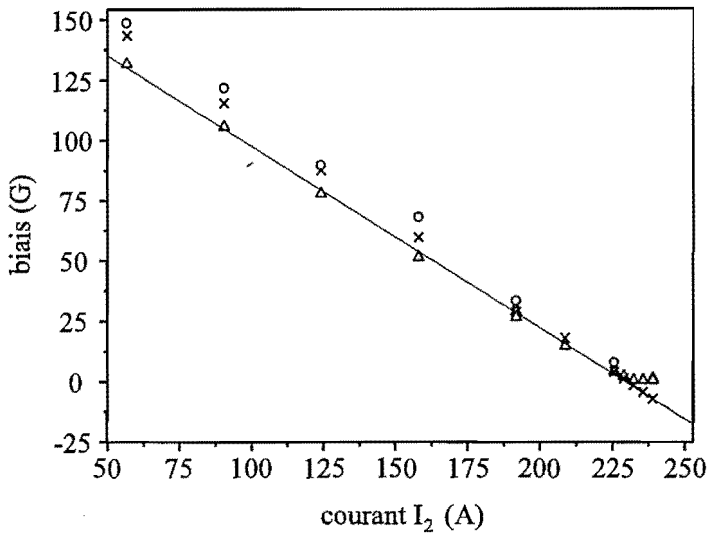


FIG. 3.6 – *Valeur du biais déduite des mesures effectuées avec l'onde RF et représentée en fonction du courant I_2 circulant dans les bobines de compensation. Les triangles correspondent à la valeur du biais déduite de la fréquence de l'onde RF entraînant la destruction du temps de vol du piège magnétique. Les croix indiquent la valeur théorique attendue du biais pour chaque courant. La droite est un ajustement des points expérimentaux. Les cercles rappellent les résultats de la figure 3.5 obtenus avec le laser sonde.*

entre les différentes directions qui se retrouvent alors plus ou moins couplées. Cette hypothèse peut expliquer l'écart entre le biais mesuré et celui attendu pour les valeurs élevées du biais. Pour un piège très comprimé, le biais théorique s'annule puis remonte au delà du seuil de surcompression. La valeur expérimentale du biais reste quasi-nulle du fait de la présence des points d'annulation du champ magnétique pour un piège surcompensé. A titre de comparaison, les mesures du biais effectuées avec le laser sonde sont rappelées sur la figure 3.6. On remarque que les valeurs du biais mesurées avec la sonde sont systématiquement supérieures à celles obtenues par RF. Pour comprendre pourquoi nos mesures avec le laser sonde surestiment la valeur du biais, une explication consiste à souligner que tous les atomes piégés n'ont pas une énergie égale à $2\mu_B B_0$. Seulement très peu d'atomes se trouvent au fond du piège, l'énergie moyenne d'un atome du nuage étant de l'ordre de $3k_BT$ par rapport au biais. Ainsi la destruction du temps de vol du piège est optimale pour un désaccord de la sonde supérieur au biais de l'ordre de 30 à 60 MHz (correspondant respectivement à un nuage à 500 μK dans un piège avec $B_0 = 135$ G et à 1 mK avec $B_0 = 4$ G). Cependant l'écart entre les mesures avec le sonde laser et la RF diminue lorsque le biais devient très faible. D'autres phénomènes doivent donc être pris en compte pour expliquer ce comportement.

Les deux méthodes de mesures *in situ* du biais du piège magnétique sont donc cohé-

rentes avec les valeurs attendues du biais. Pour un piège non comprimé ou peu comprimé, on fera d'avantage confiance à la méthode utilisant la sonde laser du fait de la moins bonne ergodicité de ce type de piège. Par contre, dans le cas d'un piège très comprimé, on préférera la méthode employant l'onde RF, d'une part à cause de la difficulté de mesurer un biais faible avec la sonde et d'autre part, du fait de la précision meilleure avec la RF.

3.3.2 Etude de la coupure du champ magnétique

La connaissance de la décroissance du champ magnétique après la coupure du piège constitue une donnée très importante afin de s'assurer d'une part, que la coupure s'effectue suffisamment rapidement pour ne pas venir perturber la distribution en vitesses des atomes et d'autre part, qu'il n'existe pas de champ déviant les atomes pendant leur temps de chute. Ces deux problèmes entraîneraient une déformation des temps de vol et donc fausseraient nos mesures du nombre d'atomes et de la température du piège magnétique. Ce paragraphe décrit la méthode employée pour mesurer *in situ* la décroissance du champ magnétique à la coupure d'un piège comprimé et non comprimé.

3.3.2.1 Méthode employée

La méthode employée est la même que celle employée précédemment pour la mesure du biais en utilisant la sonde laser. Au lieu d'envoyer la sonde pendant la phase de piégeage des atomes, l'impulsion sonde arrive à un temps choisi δt après la coupure du piège. En faisant varier le désaccord de la sonde, on cherche à détruire le temps de vol du piège magnétique. Cela permet de connaître le déplacement Zeeman de la résonance atomique et donc le champ dans la direction longitudinale (Oz) à l'instant δt après la coupure piège. Le temps d'attente δt après la coupure du piège magnétique varie typiquement entre 10 μs et 3 ms. Pour les mêmes raisons que précédemment, l'impulsion sonde a pour caractéristiques une intensité de 15 mW/cm^2 et une durée de $\Delta t = 10$ μs, ce qui donne un paramètre de saturation au centre $s \sim 100$. Le temps Δt constitue donc la résolution temporelle de notre étude de décroissance des champs magnétiques. Il faut s'assurer que, même après 3 ms d'expansion libre, le nuage atomique ne gonfle pas trop et se trouve toujours entièrement éclairé par la sonde avec un paramètre de saturation correct. Le cas le plus défavorable est celui du piège magnétique comprimé où le nuage a une taille transverse de 4,5 mm avec une température de 1 mK. Un tel nuage voit sa taille passer à 6 mm après 3 ms de vol balistique. Le waist du faisceau laser étant égal à 8 mm, le paramètre de saturation au bord du nuage atomique, après 3 ms d'expansion, vaut ~ 30. Cela convient puisqu'on désire avoir un paramètre de saturation $s \gg 1$ pour l'ensemble des atomes du nuage lors de nos mesures. En supposant la sonde constamment à résonance avec les atomes, on peut estimer l'effet de la sonde sur le temps de vol. Pendant le temps d'interaction Δt avec le laser sonde, les atomes subissent la force, due à la pression de radiation du faisceau, égale à $\frac{h}{\lambda}\frac{\Gamma}{2}$. Cela modifie leur vitesse d'une quantité $\frac{h}{\lambda m}\frac{\Gamma}{2}\Delta t \sim 4,5$ m/s suivant (Oz),

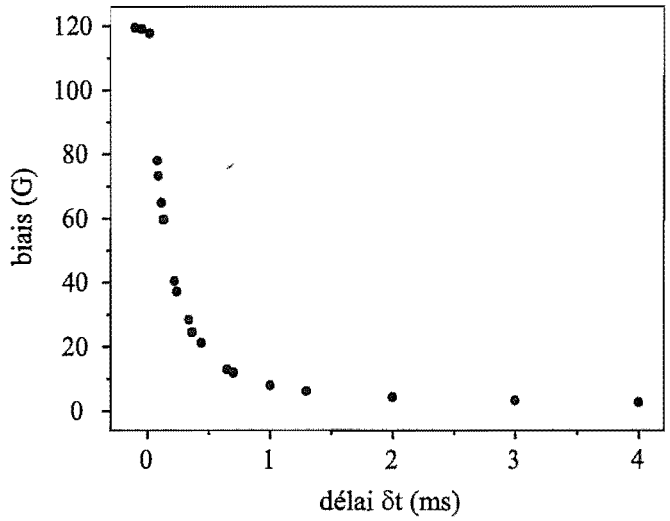


FIG. 3.7 – *Allure de la décroissance du biais en fonction du délai δt attendu après la coupure du piège magnétique. Ces mesures sont effectuées à l'aide de la sonde sur un piège magnétique non comprimé avec un biais de 120 G. Le comportement observé peut se décomposer en une décroissance linéaire rapide due à la coupure du courant par l'interrupteur suivie d'une queue exponentielle causée par les courants de Foucault créés dans l'enceinte.*

sans changer leur position. De ce fait, après les 20 ms de chute nécessaires aux atomes pour atteindre le plan du MCP, le nuage atomique se trouve dévié d'une distance égale à $\sim$ 9 cm par rapport au centre du MCP. Le signal de temps de vol du piège est donc entièrement détruit, aucun atome n'atteignant le MCP. L'élimination de toute lumière parasite sur le faisceau sonde s'est avérée cruciale au cours de cette étude, pour ne pas perturber la recherche du désaccord de la sonde entraînant l'interaction avec les atomes. Outre les nombreux caches déjà disposés sur la table optique, nous avons éliminé la lumière parasite diffractée dans l'ordre 1 du modulateur acousto-optique placé sur le faisceau, en ajoutant un switch RF à celui déjà présent afin d'atténuer l'onde radio-fréquence servant à générer l'onde acoustique.

3.3.2.2 Piège non comprimé

Les résultats de l'étude du comportement du biais (champ magnétique suivant Oz) après la coupure du piège non comprimé sont illustrés sur la figure 3.7. Ces mesures ont été effectuées sur un piège magnétique avec l'ensemble quadrupôle-dipôle alimenté par un courant de 140 A, correspondant à un piège non comprimé avec un biais de 120 G. L'allure observée peut être décomposée en 2 parties. La coupure rapide du courant circulant dans les bobines grâce à l'interrupteur entraîne une décroissance linéaire rapide [47]. Un ajustement linéaire des premiers points de la courbe fournit une pente de $-0,5$ G/μs et on estime que l'interrupteur permet de réduire le champ magnétique jusqu'à 40 G en 150 μs

environ. La suite de la décroissance est dominée par la queue exponentielle due aux courants de Foucault générés dans l'enceinte. La constante de temps de ces courants, donnée par un ajustement exponentiel de la deuxième partie de la courbe, vaut 400 μs environ. Ces observations concordent avec celles déjà reportées au paragraphe 2.1.3.2, effectuées avec une sonde à effet Hall disposée proche de l'enceinte. Le paragraphe suivant traite le cas de la coupure de différents pièges comprimés.

3.3.2.3 Piège comprimé

La figure 3.8 montre les résultats obtenus concernant la décroissance du biais pour la coupure de différents pièges magnétiques comprimés. Les 3 pièges étudiés possèdent un biais $B_1 = 85$ G, $B_2 = 35$ G et $B_3 = 4$ G. Le comportement observé diffère complètement de celui d'un piège magnétique non comprimé. Afin de s'assurer de la cohérence de nos mesures, le biais est déterminé en cherchant la résonance correspondant à la transition $\sigma+$, comme précédemment, mais aussi celle due à la transition π qui, théoriquement, se produit pour un désaccord 2 fois plus petit et de signe opposé. Les valeurs du biais déduites de ces deux transitions coïncident de manière satisfaisante étant donné l'effet moins important de la sonde pour la transition π. A la coupure du piège, le biais décroît très rapidement, s'annule, et devient négatif avec des valeurs d'autant plus grandes que le piège est comprimé. Puis il revient lentement vers zéro en 1 ou 2 ms. Par exemple, le biais du piège magnétique très comprimé passe par 0 en moins de 10 μs, atteint -150 G en 150 μs environ, puis s'annule au bout de 2 ms. Cela s'explique par le fait que le biais du piège magnétique constitue le résultat du champ créé suivant (Oz) par le dipôle superposé à celui, en sens inverse, généré par les bobines de compensation. Certes le courant décroît à peu près à la même vitesse dans les deux paires de bobines. Mais, au départ, il s'avère difficile électroniquement de couper le courant dans les deux paires de bobines exactement au même instant. En effet, pour couper le piège magnétique, il faut ouvrir 3 interrupteurs, chacun composé d'un IGBT en parallèle avec une varistance de protection, et dont l'ordre d'ouverture influence l'allure de la décroissance des champs magnétiques à la coupure du piège. Nous avons opté pour la configuration où le courant circulant dans l'ensemble du système de bobines se trouve coupé le plus rapidement possible, à savoir en 200 à 250 μs environ. Dans ce cas, le courant dans l'une des bobines de compensation persiste pendant environ 100 μs, alors que les courants circulant dans les autres bobines sont déjà bien diminués. Cela explique l'inversion du signe du biais après la coupure, ainsi que les valeurs élevées prises à l'inversion quand le piège magnétique est très comprimé correspondant à un courant plus grand circulant dans les bobines de compensation. Pour compléter cette explication, il faudrait prendre en compte les courants de Foucault générés à la coupure de chaque paire de bobines, et qui peuvent être très différents, la géométrie des bobines et leur place par rapport à l'enceinte métallique étant très différentes.

La décroissance du champ magnétique observée à la coupure du piège comprimé permet

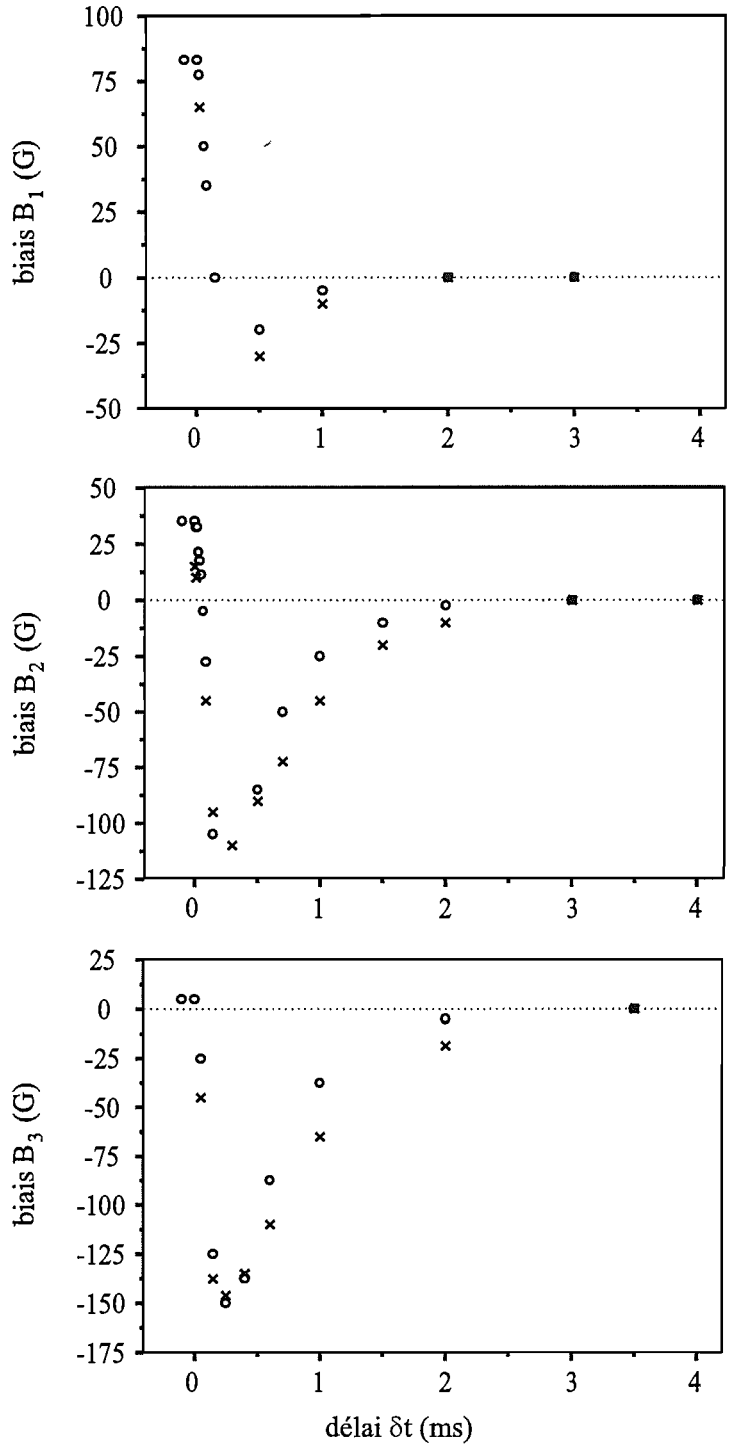


FIG. 3.8 – *Allure de la décroissance du biais en fonction du délai δt attendu après la coupure de différents pièges comprimés. Ces mesures sont effectuées à l'aide de la sonde laser sur un piège magnétique comprimé avec un biais $B_1 = 85$ G (en haut), $B_2 = 35$ G (au milieu) et $B_3 = 4$ G (en bas). Les cercles représentent les résultats obtenus en cherchant la résonance correspondant à la transition $\sigma+$, les croix ceux correspondant à la transition π.*

d'expliquer les difficultés rencontrées pour effectuer des images du piège à sa coupure. Elle s'avère donc inquiétante pour la suite. En effet, la fiabilité des données déduites des temps de vol sur le MCP repose sur l'hypothèse d'une décroissance rapide des champs magnétiques. Dans le cas d'un nuage atomique chaud (autour du mK) les temps de vol sont de toute façon dominés par l'effet de la grande vitesse initiale des atomes, ce qui permet de faire confiance à la température et au nombre d'atomes déduits des temps de vol. Par contre, après la phase de refroidissement évaporatif, le nuage beaucoup plus froid devient très sensible à une mauvaise coupure des champs et le temps de vol peut être très perturbé. Nous verrons au chapitre consacré à l'étude du condensat de Bose-Einstein d'He* comment nous avons tiré avantage de cet apparent problème.

3.4 Spectroscopie RF du piège magnétique

Cette partie décrit les mesures de spectroscopie effectuées à l'aide de l'onde RF sur le piège magnétique comprimé [64, 65]. Cette étude aboutit donc à la connaissance de la distribution en énergie des atomes dans le piège, dans le cas d'un nuage thermique (pas de condensat). Les objectifs d'une telle étude consistent d'une part, à vérifier la bonne compréhension de l'effet de la RF sur les atomes du piège (en particulier l'hypothèse d'ergodicité) et d'autre part, à s'assurer que le nuage atomique est à l'équilibre thermodynamique dans le piège magnétique. Ces informations sont indispensables avant d'effectuer nos mesures de thermalisation où l'on suppose, lors de l'exploitation des données obtenues, que les atomes se trouvent à l'équilibre dans le piège magnétique et que la RF agit comme annoncé au paragraphe 3.1.2, à savoir qu'elle tronque la distribution en énergie dans le piège. Le piège magnétique étudié, le même que celui utilisé pour les expériences de thermalisation, est comprimé avec un biais total de 4 G, ce qui reste assez élevé pour pouvoir négliger les fluctuations relatives du biais. Cela n'est plus le cas lorsque le piège magnétique est comprimé jusqu'à 0,3 G, où une stabilisation du biais devient nécessaire. Cette partie aborde au préalable l'étude théorique de la distribution en énergie dans ce piège, puis décrit la réalisation expérimentale de la mesure de spectroscopie, et enfin montre les résultats obtenus.

3.4.1 Distribution en énergie dans le piège

Ce paragraphe s'intéresse à la distribution en énergie théorique dans le piège magnétique étudié, en supposant les atomes à l'équilibre thermodynamique et introduit les grandeurs théoriques entrant en jeu. Il présente ensuite le calcul du nombre d'atomes restant piégés après application d'un couteau RF, ce qui permettra d'exploiter nos observations expérimentales.

La distribution en énergie $\rho(E)$ des atomes dans le piège représente le nombre d'atomes dont l'énergie est comprise entre E et $E+dE$. Elle se définit comme le produit de la densité d'états $g(E)$, fournissant le nombre d'états dont l'énergie est comprise entre E et $E+dE$,

par la fonction de distribution $f(E)$ donnant la population du niveau d'énergie E. La densité d'états $g(E)$ s'écrit pour un piège magnétique semi-linéaire avec un biais B_0 [62] :

$$g(E) = A(E^3 + 4\mu_B B_0 E^2) , \tag{3.2}$$

où A est la constante déjà définie en 2.3.1.1, qui ne dépend que des caractéristiques du piège magnétique. La fonction de distribution $f(E)$ suit une répartition de Boltzmann et se met sous la forme :

$$f(E) = n_0 \Lambda_{\mathrm{dB}}^3 e^{-E/k_B T} , \tag{3.3}$$

avec n_0 la densité au centre du nuage définie également en 2.3.1.1. La distribution en énergie d'un piège magnétique avec un biais B_0 et contenant un nuage de N atomes à la température T peut donc s'écrire après simplification :

$$\rho(E) = \frac{N}{6\,(k_B T)^4\,(1 + b_T)} (E^3 + 3k_B T\, b_T\, E^2)\, e^{-E/k_B T} , \tag{3.4}$$

où l'on a posé $b_T = \frac{4\mu_B B_0}{3k_B T}$.

Nous avons vu précédemment qu'une onde RF de fréquence ν_{RF} appliquée au piège magnétique assure une troncature de la distribution en énergie $\rho(E)$ des atomes piégés à l'énergie $h\nu_{\mathrm{RF}}$. Ainsi le nombre d'atomes N_η restant piégés après effet du couteau RF vaut

$$N_\eta = \int_{2\mu_B B_0}^{h\nu_{\mathrm{RF}}} \rho(E - 2\mu_B B_0)\, dE . \tag{3.5}$$

Il est judicieux de définir le paramètre de troncature η du piège magnétique par

$$\eta = \frac{h\nu_{\mathrm{RF}} - 2\mu_B B_0}{k_B T} . \tag{3.6}$$

L'intégrale 3.5 devient donc

$$N_\eta = \int_0^{\eta k_B T} \rho(E)\, dE . \tag{3.7}$$

Il suffit de reporter dans cette équation la formule 3.4 et d'y effectuer le changement de variable $u = \frac{E}{k_B T}$ pour obtenir l'équation suivante :

$$N_\eta = \frac{N}{6\,(1 + b_T)} \left(\int_0^\eta u^3 e^{-u}\, du \;+\; 3\, b_T \int_0^\eta u^2 e^{-u}\, du \right) . \tag{3.8}$$

Ces intégrales s'expriment facilement avec la fonction Gamma incomplète $P(a, \eta)$ définie par

$$P(a, \eta) = \frac{\int_0^\eta u^{a-1} e^{-u}\, du}{\int_0^\infty u^{a-1} e^{-u}\, du} . \tag{3.9}$$

Finalement, le nombre d'atomes restant dans le piège magnétique après application de la RF s'écrit

$$N_\eta = \frac{N}{1 + b_T} \left(P(4, \eta) \;+\; b_T\, P(3, \eta) \right) . \tag{3.10}$$

L'allure, en fonction de la fréquence du couteau RF, de la distribution en énergie donnée par la formule 3.4, ainsi que celle du nombre d'atomes dans le piège tronqué annoncée par la formule 3.10, sera montrée plus loin, en comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus.

3.4.2 Réalisation expérimentale

Ce paragraphe décrit la procédure expérimentale adoptée pour effectuer les mesures de spectroscopie du piège magnétique ainsi que les signaux observés. L'onde RF est envoyée dans le piège magnétique comprimé avec un biais de 4 G, environ 1 s après le chargement de celui-ci. Elle est appliquée pendant une durée de 3 secondes et avec une puissance lue sur le synthétiseur RF de 4 dBm. On attend ensuite 1 s avant de couper le piège et détecter le signal de temps de vol sur le MCP. L'expérience est répétée pour plusieurs fréquences de l'onde RF. Les temps de vol observés fournissent donc le nombre d'atomes restant dans le piège après troncature du piège magnétique par la RF. La figure 3.9 montre l'allure des signaux obtenus pour un couteau RF aux fréquences de 150 MHz, 100 MHz et 55 MHz. On remarque, d'une part, que plus le couteau RF rentre dans la distribution en énergie du piège moins il reste d'atomes piégés et, d'autre part, que dans ce cas les temps de vol arrivent plus tard traduisant une "température" plus faible du nuage atomique restant piégé (parler de température est rigoureusement incorrect, le nuage atomique n'étant sûrement pas revenu à l'équilibre dans le piège). L'analyse des temps de vol permet de remonter à la fraction d'atomes restant piégés après troncature par le couteau RF. Cette fraction vaut respectivement environ 80 %, 45 % et 10 % pour une fréquence du couteau de, respectivement, 150 MHz, 100 MHz et 55 MHz.

Au lieu de s'intéresser uniquement au piège après effet de la RF, on peut également avoir accès au nombre d'atomes expulsés du piège en observant le signal atomique arrivant sur le MCP en présence de l'onde RF. L'intégration de ce signal et l'utilisation de la calibration du système de détection électronique fournit une mesure du nombre d'atomes incidents sur le MCP. Pour remonter au nombre d'atomes effectivement éjectés par la RF, il faut tenir compte de l'explosion du nuage pendant sa chute afin de déterminer la fraction atteignant la surface du détecteur (voir formule 1.4). Or cette fraction varie sensiblement avec la température du nuage et donc avec la fréquence du couteau RF choisie. Il paraît difficile d'exploiter ce signal dans le but d'une étude spectrale du piège. De plus, l'observation de signaux en présence de radio-fréquence nécessite l'ajout d'un filtre sur le signal en sortie de la détection électronique, efficace contre les divers parasites électroniques générés par la RF. Ce filtre doit néanmoins laisser paraître la montée rapide du signal due à la bouffée d'atomes expulsée en particulier au début de la RF. Nous ne disposions pas encore de filtre adéquat au moment de cette étude. Pour ces raisons, le signal d'atomes tombant en présence de la RF n'a pas été exploité. Mais ce sera le signal utilisé pour étudier la thermalisation des atomes dans le piège magnétique. Nous verrons que pour ces mesures, la fréquence du couteau RF étant fixe, les problèmes de détection liés à la température du nuage piégé n'apparaissent plus.

Le signal d'ions constitue un troisième moyen d'effectuer la spectroscopie du piège. Le terme "signal d'ions" est employé abusivement puisque le fait d'attirer les ions au lieu de les repousser habituellement n'empêche pas les atomes neutres d'arriver sur le MCP. La

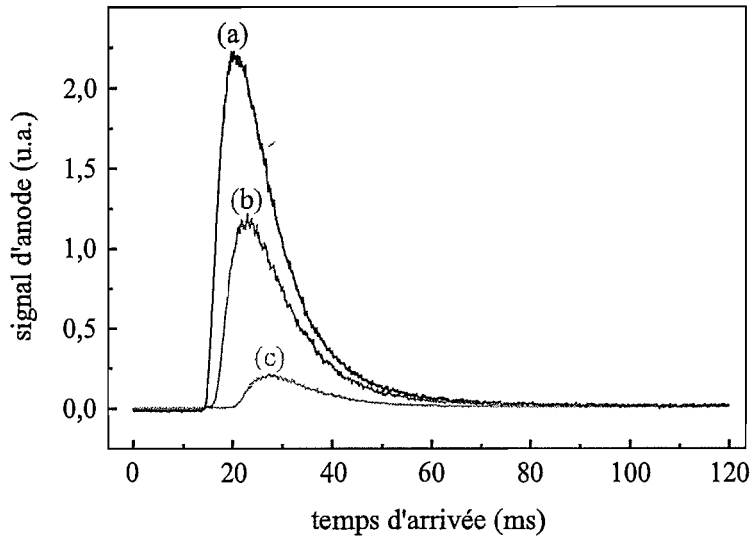


FIG. 3.9 – *Allure des signaux de temps de vol du piège magnétique tronqué par un couteau RF. La courbe noire (a) correspond à une fréquence du couteau RF de 150 MHz, celle gris foncé (b) de 100 MHz et celle gris clair (c) de 55 MHz. On observe bien que, plus le couteau RF rentre dans la distribution en énergie du piège, moins il reste d'atomes dans le piège et plus ceux qui restent sont froids.*

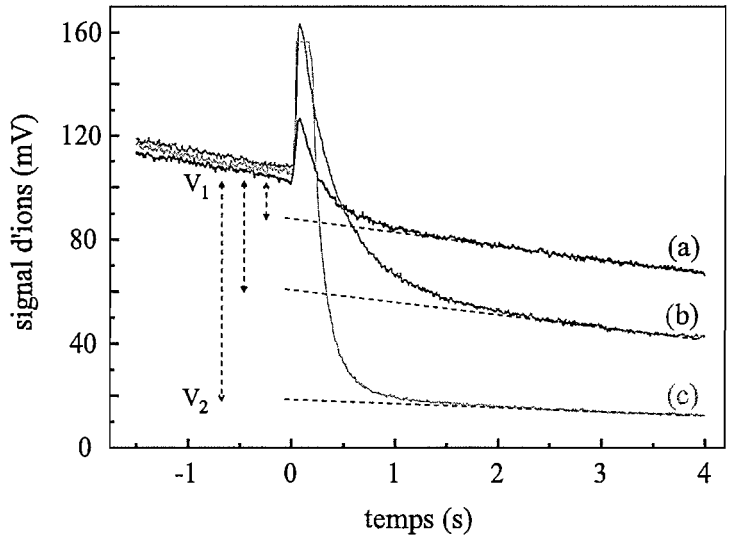


FIG. 3.10 – *Allure du signal observé en attirant les ions en présence du couteau RF dans le piège magnétique. La courbe noire (a) correspond à une fréquence du couteau RF de 150 MHz, celle gris foncé (b) de 100 MHz et celle gris clair (c) de 55 MHz (courbe tronquée en hauteur). L'onde RF est appliquée à t=0 et dure 3 secondes. Le pic observé pendant la présence de la RF représente les atomes éjectés hors du piège magnétique. Le signal d'ions étant proportionnel au nombre d'atomes piégés avant et après la RF, le rapport des tensions $\frac{V_2}{V_1}$ donne la fraction d'atomes restant piégés. On observe que cette fraction diminue avec la fréquence du couteau RF.*

figure 3.10 montre l'allure des signaux obtenus en attirant les ions, pour un couteau RF aux fréquences 150 MHz, 100 MHz et 55 MHz. La RF est appliquée à l'instant t=0 et dure 3 s. Le pic observé pendant la présence de la RF représente la fraction d'atomes éjectés hors du piège magnétique et arrivant sur la galette. On voit bien que la RF expulse d'autant plus d'atomes que sa fréquence est faible. En dehors du temps pendant lequel l'onde RF est présente, le flux d'atomes incidents sur le MCP reste négligeable devant celui des ions. Le signal observé est alors proportionnel au nombre d'atomes dans le piège. Ainsi à t=0, le niveau V_1 du signal reflète le nombre d'atomes piégés juste avant application de la RF et celui V_2 le nombre d'atomes restant piégés après la RF, corrigé des pertes dues à la durée de vie finie du piège pendant l'application de la RF. On suppose que le coefficient de proportionnalité $\frac{\epsilon_1}{\tau}$ (voir partie 2.4.1.1) permettant de remonter au nombre d'atomes à partir du signal d'ions ne dépend pas de la température de l'échantillon atomique, ce qui paraît une hypothèse raisonnable puisque qu'il ne dépend que de la composition du vide résiduel dans l'enceinte. Le rapport des tensions $\frac{V_2}{V_1}$ permet donc d'avoir accès à la fraction d'atomes restant piégés. Il vaut respectivement environ 85 %, 55 % et 15 % pour une fréquence du couteau de, respectivement, 150 MHz, 100 MHz et 55 MHz. Comme attendu la fraction d'atomes restant piégés diminue avec la fréquence du couteau RF et semble en bon accord avec les valeurs trouvées, pour les mêmes fréquences, dans le cas des mesures effectuées sur les temps de vol. On note que les signaux d'ions sont observés en rajoutant un simple filtre passe-bas (filtre R-C de constante de temps 10 ms) au bout de la chaîne de détection, ce qui ne déforme pas le signal, celui-ci évoluant très lentement.

Avant de passer au prochain paragraphe, présentant les résultats obtenus après exploitation des signaux expérimentaux venant d'être décrits, discutons la durée de 3 secondes choisie pour appliquer la RF. Cette durée est nécessaire pour éjecter tous les atomes au-dessus du couteau RF sur toute la plage de fréquences ν_{RF} balayée, à savoir de 0 à 500 MHz. Afin de s'assurer que la RF expulse bien tous les atomes ayant une énergie supérieure au couteau RF (hypothèse ergodique), on vérifie que le flux d'atomes expulsés à la fin des 3 secondes d'application de la RF devient quasi-nul. En fait la durée de 3 s s'avère indispensable dans le cas d'un couteau RF proche du fond du puits de potentiel, i.e. proche du biais. On suppose qu'alors, les atomes chauds explorant très rapidement le fond du piège, leur probabilité d'effectuer la transition RF vers un sous-niveau Zeeman non-piégeant se trouve amoindrie et qu'il leur faut interagir plus longtemps avec l'onde RF pour être éjectés du piège. On s'assure que tout le piège magnétique est détruit pour un couteau RF proche du biais en vérifiant qu'il n'y a plus d'atomes incidents sur le MCP à la fin de la RF et que le temps de vol du piège magnétique ainsi tronqué se trouve totalement détruit. Dans le cas d'un couteau RF plus haut en énergie, 1,5 s voire 1 s suffisent à éliminer tous les atomes au-dessus du couteau. La figure 3.10 permet de s'en rendre compte puisqu'il n'y a plus d'atomes éjectés par la RF au bout de 1,5 s pour les 3 fréquences étudiées. L'expérience de thermalisation s'effectuera avec un couteau autour de 140 MHz, ce qui ne pose donc pas de

problème. Enfin, pour réaliser des mesures de spectroscopie significatives, il faut faire attention à ce que, pendant la présence de la RF, les collisions élastiques entre atomes piégés n'aient pas le temps de venir repeupler les zones de hautes énergies supérieures au couteau. L'idéal serait de tronquer instantanément la distribution du piège magnétique mais nous venons de voir que ce n'est pas possible. Nos mesures de thermalisation permettent d'affirmer que les temps de thermalisation observés sont supérieurs à 3 s, ce qui est tout juste plus long que le temps d'application de la RF et pourrait donc éventuellement venir perturber nos mesures de spectroscopie.

3.4.3 Résultats obtenus

Ce paragraphe présente et compare les résultats déduits des signaux expérimentaux de temps de vol et d'ions montrés précédemment. Dans les deux cas, on s'intéresse aux variations de la fraction d'atomes restant dans le piège magnétique après application de la RF, en fonction de la fréquence du couteau RF. Cette fraction est calculée soit en normalisant les nombres d'atomes déduits des temps de vol des pièges magnétiques tronqués par le nombre d'atomes présents dans le piège magnétique sans appliquer la RF, soit en effectuant le rapport des tensions $\frac{V_2}{V_1}$ sur les taux d'ions. Les résultats se trouvent consignés sur la figure 3.11 où l'on peut constater que les mesures effectuées avec les temps de vol et celles avec le signal d'ions concordent bien. Le couteau RF ne commence à tronquer le piège magnétique que pour des fréquences inférieures à 200 MHz. La population du piège tronqué diminue avec la fréquence du couteau RF jusqu'à s'annuler pour un troncature correspondant au biais du piège. Si l'on continue à diminuer la fréquence de la RF, celle-ci n'interagit plus avec les atomes et on retrouve le nombre d'atomes présents dans un piège non tronqué. La remontée de 0 vers 1 de la fraction d'atomes restant piégés après un couteau RF d'énergie inférieure au minimum du potentiel de piégeage paraît un peu large. Ceci peut s'expliquer par un élargissement dû aux fluctuations du biais ou par la difficulté d'interagir avec les atomes pour un couteau autour du biais. Un ajustement des points expérimentaux par la fraction théorique attendue donnée par la formule 3.10, avec comme paramètres libres la température T du nuage dans le piège magnétique non tronqué et le biais B_0, ne donne pas des résultats très fiables. On peut néanmoins faire varier "à la main" ces paramètres afin de visuellement adapter au mieux la courbe aux points obtenus. Cette méthode fournit un biais de 8 G et une température de 1,2 mK et permet d'affirmer que l'allure des variations mesurées se comporte comme attendu. La valeur de la température obtenue par temps de vol du piège non tronqué est de l'ordre de 1,1 mK, ce qui concorde bien. La valeur attendue du biais, mesurée avec une onde RF peu puissante et longue (voir paragraphe 3.3.1.2), est de 4 G. Compte tenu de la largeur de la courbe autour du biais, la valeur de 8 G trouvée ne semble pas trop incohérente.

Afin d'avoir accès à la distribution en énergie dans le piège, on dérive la courbe expérimentale de la figure 3.11 par rapport à l'énergie RF en ne gardant que les points déduits

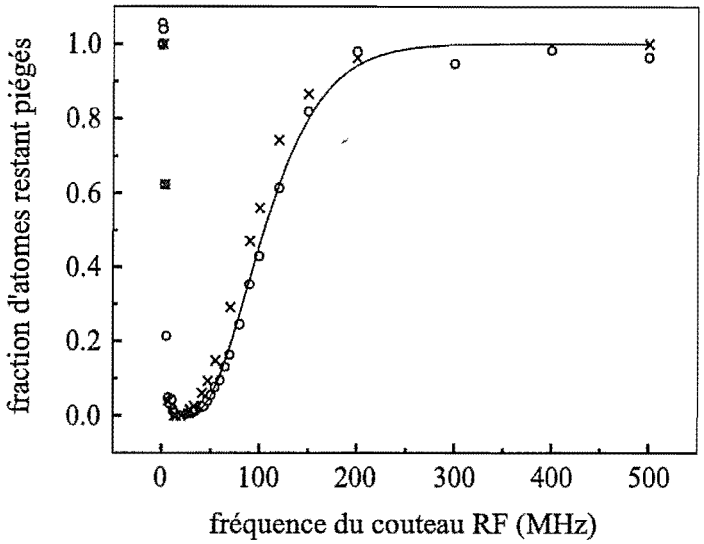


FIG. 3.11 – *Fraction du nombre d'atomes initial dans le piège magnétique restant piégés après application de l'onde RF, représentée en fonction de la fréquence du couteau RF appliqué. Les cercles correspondent aux mesures déduites des signaux de temps de vol, les croix celles déduites des signaux d'ions. La courbe noire représente la fraction théorique attendue (formule 3.10) pour un biais de 8 G et un température du nuage de 1,2 mK.*

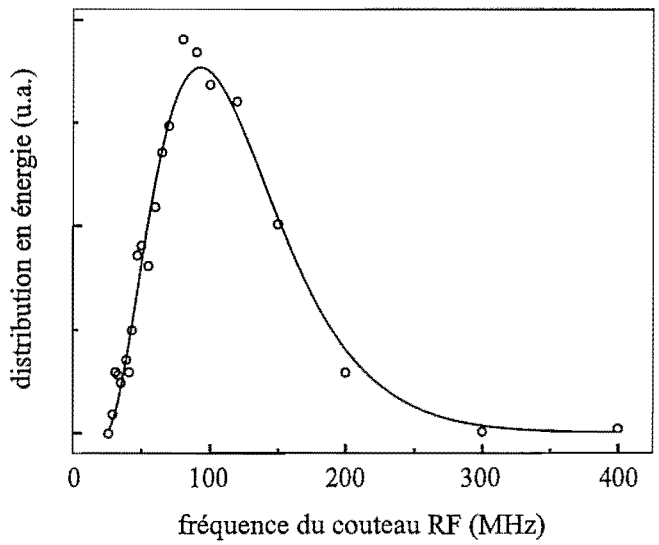


FIG. 3.12 – *Dérivée des données représentées sur la figure 3.11, c'est-à-dire distribution en énergie dans le piège magnétique. La courbe noire est un ajustement de ces points expérimentaux par la loi théorique 3.4 avec la valeur du biais et de la température en paramètres libres. Les valeurs optimales sont 9 G pour le biais et 1,2 mK pour la température.*

des temps de vol (points plus nombreux que pour la courbe obtenue à partir des signaux d'ions). L'allure de la courbe obtenue est représentée sur la figure 3.12 accompagnée d'un ajustement à l'aide de la formule 3.4 avec B_0 et T comme paramètres libres. Cet ajustement montre le bon comportement des résultats expérimentaux et donne un biais de 9 G et une température de 1,2 mK, ce qui équivaut aux valeurs trouvées "à l'oeil". Pour tester la sensibilité de notre méthode, on effectue un ajustement des points par la distribution en énergie d'un piège purement harmonique ($\rho_{\text{harmonique}}(E) \propto E^2$ dans ce cas). Le biais ainsi obtenu vaut alors 9 G et la température 1,6 mK, ce qui diffère trop de la valeur mesurée par temps de vol. Nos résultats expérimentaux semblent donc permettre de faire la distinction entre un piège semi-linéaire et un piège harmonique.

Ces résultats concernant les mesures de spectroscopie RF du piège magnétique sont plutôt satisfaisants dans le sens où ils ne semblent pas révéler un problème particulier lié au piège magnétique ou à la RF. La fraction d'atomes restant piégés après application de la RF suit la loi théorique attendue pour un nuage atomique à la température mesurée par temps de vol et un piège magnétique proche de celui étudié. Ceci signifie d'une part, que le nuage atomique se trouve proche de l'équilibre thermodynamique dans le piège et d'autre part, que l'onde RF a l'effet escompté sur les atomes. Nous pouvons maintenant nous lancer dans l'étude du refroidissement évaporatif du nuage piégé et étudier la thermalisation de l'échantillon atomique.

Chapitre 4

Thermalisation d'un nuage d'He*

La seule technique connue pour atteindre la condensation de Bose-Einstein consiste à appliquer au nuage atomique piégé magnétiquement une phase de refroidissement évaporatif. Cette phase permet, au prix d'une perte d'atomes, d'augmenter le paramètre de dégénérescence jusqu'à atteindre le seuil de condensation. Le succès de l'étape de refroidissement évaporatif repose sur la redistribution d'énergie, ou thermalisation, entre atomes piégés par l'intermédiaire de collisions élastiques. Ce processus se révèle efficace si les pertes au sein de l'échantillon atomique ne viennent pas détruire le nuage de manière trop importante au fil de son refroidissement, et donc rendre impossible la formation d'un condensat (voir critère 2.8). En particulier, il faut que le taux de collisions Penning soit suffisamment réduit du fait de la polarisation des atomes piégés [38, 39, 40]. Au chapitre 2 (voir partie 2.3), nous avons annoncé un taux de collisions élastiques de l'ordre de 5 à 6 s^{-1} en fin de compression. Pour évaluer ce taux de collisions, nous avons utilisé les résultats obtenus *a posteriori* à partir de nos expériences de thermalisation, reportées dans ce chapitre. En effet, dans le cas de l'He*, nous ne disposions d'aucune donnée expérimentale préalable concernant la constante de collisions élastiques, et peu de données théoriques, néanmoins encourageantes pour obtenir un refroidissement évaporatif efficace dans nos conditions expérimentales [38, 39, 40]. Or, lors de nos premiers essais de refroidissement évaporatif, aucune augmentation du paramètre de dégénérescence n'a été observée. Nous avons donc décidé d'étudier expérimentalement la thermalisation de notre nuage atomique d'He* piégé magnétiquement, afin d'obtenir un chiffre expérimental du taux de collisions élastiques.

Ce chapitre introduit tout d'abord les grandeurs caractéristiques utilisées pour décrire les collisions élastiques, à savoir la constante et le taux de collisions. L'étude de la thermalisation consiste à placer le nuage atomique hors-équilibre et à mesurer le temps, appelé temps de thermalisation, nécessaire à l'échantillon pour atteindre à nouveau l'équilibre thermodynamique. La deuxième partie du chapitre est théorique et sert à modéliser, à différents niveaux de précision, cette expérience. Elle donne, suivant les hypothèses émises, la relation entre le temps de thermalisation auquel nous avons accès expérimentalement et le taux de collisions élastiques qui constitue la donnée théorique caractéristique des collisions

élastiques. La dernière partie montre les résultats expérimentaux obtenus ainsi que les différentes vérifications effectuées pour confirmer ces mesures. Des chiffres concernant le taux de collisions élastiques et la constante de collisions élastiques peuvent en être déduits, avec un niveau de confiance que nous discuterons.

4.1 Collisions élastiques entre atomes d'He* polarisés

Cette partie théorique introduit la notion de longueur de diffusion et présente la définition de grandeurs permettant de caractériser les collisions élastiques au sein d'un échantillon atomique. Tout d'abord, la constante de collisions élastiques permet de caractériser les collisions élastiques dans le nuage atomique, en fonction de sa température T et indépendamment de sa densité. On montrera les variations de cette grandeur avec la température du nuage. Le taux de collisions élastiques est ensuite défini, ce taux caractérisant le nombre de ces collisions présentes par seconde et par atome dans le nuage étudié.

4.1.1 Définition de la constante de collisions élastiques

Considérons deux atomes d'He* dans l'état 2^3S_1 piégés magnétiquement et séparés par une distance r, suffisamment grande pour confondre les différents potentiels moléculaires d'interaction. Ils interagissent alors suivant le potentiel effectif :

$$V_{\text{eff}}(r) = \frac{l(l+1)}{m}\frac{\hbar^2}{r^2} - \frac{C_6}{r^6} - \frac{C_8}{r^8}\,, \tag{4.1}$$

avec m la masse atomique, $C_6 \approx 3280$ (u.a.) et $C_8 \approx 210000$ (u.a.). Le premier terme de 4.1 représente la barrière centrifuge de moment angulaire relatif l. Pour $l = 1$, cette barrière énergétique s'élève à 0,7 μeV, ce qui équivaut à une barrière en température de 8,2 mK. Or la température des nuages atomiques rencontrée expérimentalement ne dépasse guère le millikelvin. On peut donc considérer que seule l'onde partielle $l = 0$ participe à la collision. Une telle collision, dite en onde s, est entièrement décrite par un seul paramètre, la longueur de diffusion, noté a. Nous verrons au chapitre suivant que les expériences effectuées sur le condensat de Bose-Einstein ont permis de déduire une valeur de la longueur de diffusion. On obtient alors $a \sim 16$[1] nm, valeur de a prise pour toutes les applications numériques par la suite. Soit q le module de l'impulsion relative entre les deux atomes effectuant la collision. Avec cette notation, la vitesse relative entre ces deux atomes vaut $\frac{2q}{m}$. Pour un échantillon atomique avant refroidissement évaporatif, c'est-à-dire avec une température pouvant aller de 350 μK à 1 mK, la section efficace de collisions σ dépend de l'impulsion

[1] Nous avons annoncé, dans notre article sur la condensation de l'He*, une longueur de diffusion de $a = 20 \pm 10$ nm, obtenue sur un échantillon de 15 mesures. Depuis, nous avons effectué des expériences supplémentaires, élargissant notre échantillon à 64 mesures, ce qui permet d'affiner notre résultat précédent. Nous verrons au chapitre 5 que nous estimons désormais la longueur de diffusion à $a = 16 \pm 6$ nm. La référence [19] annonce également $a = 16 \pm 8$ nm.

relative q selon [66] :

$$\sigma(q) = \frac{\sigma_0}{1 + \left(\frac{qa}{\hbar}\right)^2} , \tag{4.2}$$

où σ_0 représente la section efficace de collisions à température nulle et vaut $\sigma_0 = 8\pi a^2$. On définit également la limite d'unitarité σ_∞ comme la valeur de σ pour une longueur de diffusion infinie, soit $\sigma_\infty(q) = \frac{8\pi\hbar^2}{q^2}$.

La constante de collisions élastiques α est définie comme le nombre de collisions élastiques par seconde, par atome et par unité de densité spatiale. Elle s'exprime comme le produit de la section efficace de collisions élastiques par la vitesse relative $\frac{2q}{m}$, moyenné sur la distribution de vitesses relatives dans l'échantillon atomique, soit

$$\alpha(T) = < \sigma(q) \ \frac{2q}{m} > \ . \tag{4.3}$$

Pour un nuage atomique à la température T décrit par une distribution des impulsions relatives de Maxwell-Boltzmann $\mathcal{P}(q)$, elle peut donc s'écrire

$$\alpha(T) = \int_0^\infty \sigma(q) \frac{2q}{m} \ \mathcal{P}(q) 4\pi q^2 \, dq \ , \ \text{avec } \mathcal{P}(q) = \left(\frac{1}{m\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-q^2/(mk_BT)} \ . \tag{4.4}$$

On note que $\mathcal{P}(q)$ diffère légèrement de la distribution de Maxwell-Boltzmann habituelle en impulsion du fait de l'utilisation de la masse réduite $\frac{m}{2}$ au lieu de la masse d'un atome. La constante de collisions élastiques dépend donc de la température du nuage atomique considéré. Le prochain paragraphe étudie cette dépendance.

4.1.2 Effet de la température

On peut distinguer deux gammes de températures pour lesquelles la constante de collisions élastiques prend des formes différentes. Dans le cas où $q \ll \frac{\hbar}{a}$, la section efficace de collisions élastiques est indépendante de la température et vaut $\sigma \sim \sigma_0$. La condition $q \ll \frac{\hbar}{a}$ devient, par passage à la moyenne sur la distribution de q, avec $< q >= 2\sqrt{\frac{mk_BT}{\pi}}$,

$$T \ll \left(\frac{\hbar}{2a}\right)^2 \frac{\pi}{mk_B} \ , \tag{4.5}$$

soit, numériquement $T \ll 370$ μK. Donc pour des nuages atomiques de température inférieure ou égale à 40 μK, on peut effectuer l'approximation $\sigma \sim \sigma_0$ et il vient $\alpha(T) \sim \sigma_0 \frac{2}{m} < q >$. On note que la quantité $\frac{2}{m} < q >$ représente la vitesse relative moyenne $\overline{v}$ au sein de l'échantillon atomique à la température T, qui vaut donc $\overline{v} = 4\sqrt{\frac{k_BT}{\pi m}}$. Pour des échantillons vérifiant $T \leq 40$ μK, la constante de collisions élastiques prend donc la forme

$$\alpha(T) \ \sim \ 4\sigma_0 \sqrt{\frac{k_BT}{\pi m}} \ . \tag{4.6}$$

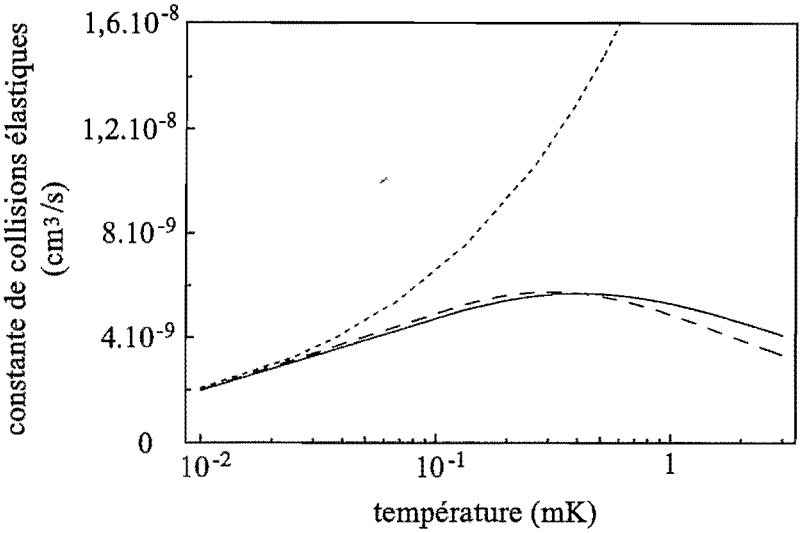


FIG. 4.1 – *Variations de la constante de collisions élastiques α en fonction de la température de l'échantillon atomique considéré. La valeur de α est calculée en ne tenant compte que de la diffusion en onde s et pour une longueur de diffusion $a = 16$ nm. La courbe en trait plein représente l'expression exacte $< \sigma(q) \frac{2q}{m} >$ (formule 4.4), celle en tirets la formule approchée $\sigma(\sqrt{< q^2 >})\ \overline{v}$ (formule 4.9), et celle en pointillés est obtenue avec une section efficace constante et vaut $\sigma_0\ \overline{v}$ (formule 4.6).*

Pour un nuage atomique plus chaud et jusqu'à une température de quelques mK, comme c'est le cas avant la phase de refroidissement évaporatif, la section efficace de collisions élastiques ne peut plus être considérée comme constante. Il faut alors prendre en compte ses variations avec la température de l'échantillon étudié. Une bonne approximation consiste à moyenner séparément les 2 termes dans le calcul de la constante de collisions élastiques, c'est-à-dire à écrire

$$\alpha(T) \sim < \sigma(q) > \overline{v} \sim \sigma(\sqrt{< q^2 >})\ \overline{v}\ , \tag{4.7}$$

avec $< q^2 > = \frac{3}{2} m k_B T$. La section efficace de collisions peut s'écrire en fonction de la température

$$\sigma(T) \sim \sigma(\sqrt{< q^2 >}) \sim \frac{\sigma_0}{1 + \frac{3}{2}\left(\frac{a}{\hbar}\right)^2 m k_B T}\ . \tag{4.8}$$

Dans l'expression 4.7, en remplaçant $\sigma(\sqrt{< q^2 >})$ par 4.8, on obtient la valeur approchée suivante pour la constante de collisions élastiques dans le cas d'un nuage autour du mK :

$$\alpha(T) \sim 4\sigma(T)\sqrt{\frac{k_B T}{\pi m}} \tag{4.9}$$

La figure 4.1 montre l'allure de la constante de collisions élastiques en fonction de la température, calculée soit avec la formule exacte (voir 4.4), soit avec une section efficace

de collisions constante (voir 4.6) ou encore avec la formule approchée (voir 4.9). La longueur de diffusion a est prise égale à 16 nm dans tous les cas. On remarque que la formule approchée 4.9 s'avère une bonne approximation de la formule exacte puisqu'elle s'écarte au plus de 8 % de la valeur exacte de α pour $T \leq 1$ mK. On retrouve qu'à basse température, typiquement quelques dizaines de μK, il devient raisonnable de confondre σ et σ_0. Nous verrons que, pour pouvoir apporter une solution analytique à la modélisation de l'expérience de thermalisation, nous sommes contraints de considérer la section efficace de collisions élastiques indépendante de T sur la gamme de températures allant de quelques centaines de μK jusqu'à 1 mK. La figure 4.1 montre que cette hypothèse est très forte, en particulier à 1mK, où la constante de collisions élastiques calculée par la formule 4.6 s'avère 5 fois trop grande par rapport à la valeur exacte. L'apport d'une solution numérique au problème de thermalisation devrait permettre de s'affranchir de cette hypothèse et d'inclure les variations de α avec T.

4.1.3 Taux de collisions élastiques

Le taux de collisions élastiques γ_{el} par atome au centre d'un nuage atomique piégé à la température T et avec une densité au centre n_0 (voir 2.3.1.1) s'écrit

$$\gamma_{\text{el}}(T) = n_0 \, \alpha(T) \; . \tag{4.10}$$

On peut également introduire le taux moyen de collisions élastiques par atome piégé qui s'écrit $\overline{\gamma_{\text{el}}} = \overline{n}\,\alpha(T)$. La densité moyenne $\overline{n}$ est reliée à la densité $n(x,y,z)$ par

$$\overline{n} = \frac{\int dx\,dy\,dz\, n^2(x,y,z)}{\int dx\,dy\,dz\, n(x,y,z)} \; . \tag{4.11}$$

Pour un piège de Ioffe semi-linéaire, on obtient $\overline{n} = \frac{n_0}{4\sqrt{2}} \frac{1+2b_T}{1+b_T}$, avec, comme en 3.4.1, $b_T = \frac{4\mu_B B_0}{3k_B T}$.

4.2 Modélisation de l'expérience de thermalisation

Cette partie est consacrée à la modélisation de l'expérience de thermalisation. Le premier paragraphe décrit tout d'abord la méthode expérimentale adoptée pour étudier la thermalisation du nuage atomique piégé magnétiquement. Puis plusieurs modèles théoriques sont présentés, chacun à des degrés divers de complexité. Le premier donne une idée intuitive du résultat et reste qualitatif. Le second est un calcul analytique basé sur la résolution de l'équation cinétique de Boltzmann, reposant sur plusieurs hypothèses rendant possible la résolution analytique du problème. Il fournit une équation servant à ajuster les résultats expérimentaux, ce qui permet d'avoir accès à un temps de thermalisation de l'échantillon atomique étudié. Il explique ensuite comment remonter, à partir de ce temps

de thermalisation, à la constante de collisions élastiques et au taux de collisions élastiques. Enfin, le troisième modèle est basé sur une simulation numérique, où l'on s'affranchit de la plupart des hypothèses émises pour le calcul analytique.

4.2.1 Principe de l'expérience

Une façon de mesurer le taux de collisions élastiques d'un échantillon atomique consiste à placer celui-ci volontairement hors-équilibre puis à observer sa manière de relaxer lors de son retour vers l'équilibre, dû aux collisions élastiques entre particules piégées. La durée caractéristique de cette relaxation donne le temps de thermalisation $\tau_{\rm th}$, inversement proportionnel au taux de collisions élastiques $\gamma_{\rm el}$ dans le nuage atomique. Cette méthode a été utilisée pour mesurer la longueur de diffusion dans le cas d'atomes alcalins (Cs [67, 68, 69], Rb [70], Na [71]). La mise hors-équilibre du piège est réalisée en apportant un excès d'énergie dans l'une des dimensions de piégeage. On observe ensuite la façon dont cette énergie se redistribue selon les autres directions. La quantité mesurée dans ces expériences est le rapport d'anisotropie du nuage piégé, c'est-à-dire le rapport de la taille du nuage suivant la direction perturbée sur celle suivant l'une des deux autres directions. L'évolution de cette quantité fournit le temps de thermalisation dans l'échantillon atomique, à partir duquel, grâce à des simulations numériques, on déduit le taux de collisions élastiques. Il faut néanmoins s'assurer que le retour à l'équilibre du nuage est bien dû au phénomène à 2 corps que sont les collisions élastiques et non pas à la simple redistribution d'énergie selon les différents axes à cause de l'anharmonicité du potentiel de piégeage. Pour cela, il faut vérifier que le temps de thermalisation observé varie de manière inversement proportionnelle à la densité atomique du nuage piégé. Cette méthode implique, pour mesurer la taille du nuage atomique selon plusieurs directions, de disposer d'une analyse fiable d'images du piège prises en absorption ou en fluorescence. Dans le cas de l'He* nous avons vu que la réalisation d'un système d'imagerie fiable s'avère difficile. Nous avons donc eu recours à une méthode originale utilisant la détection électronique pour étudier la thermalisation de notre échantillon atomique.

Ce paragraphe décrit la méthode adoptée. Le piège magnétique étudié est le même que celui choisi pour effectuer les mesures de spectroscopie, à savoir un piège comprimé avec un biais de 4 G, contenant un nuage de 10^8 atomes à la température de 1 mK. Le nuage piégé est placé hors-équilibre en appliquant un couteau RF suffisamment long et puissant pour expulser du piège tous les atomes d'énergie supérieure à celle du couteau. La fréquence ν_1 de troncature est choisie élevée de manière à vérifier $\eta = \frac{h\nu_1 - 2\mu_B B_0}{k_B T} \gg 1$, afin de ne pas trop perturber l'équilibre du nuage dans le piège. Une fois la RF coupée, le retour à l'équilibre s'effectue par le biais des collisions élastiques qui entraînent le repeuplement des zones d'énergie supérieure à $h\nu_1$. En effet, au cours de la collision entre deux particules piégées, l'une d'entre elles peut gagner assez d'énergie pour passer au-dessus de l'énergie du premier couteau $h\nu_1$, vers les classes d'énergie plus élevée. L'énergie totale des deux atomes

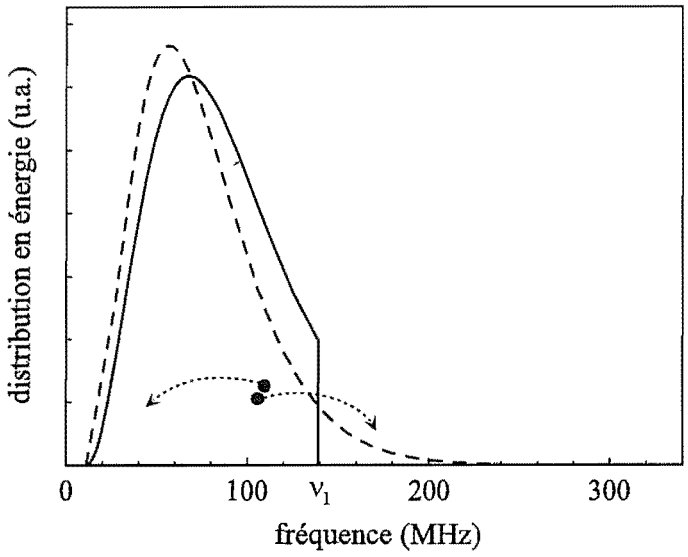


FIG. 4.2 – *Evolution de la distribution en énergie, initialement tronquée, sous l'effet des collisions élastiques entre atomes piégés. La courbe en trait plein représente la distribution initiale tronquée à l'énergie $h\nu_1$ par le couteau RF. Les collisions élastiques entre atomes piégés permettent de redistribuer l'énergie et de repeupler les zones d'énergie supérieure à $h\nu_1$. La courbe en trait pointillé montre la distribution en énergie à l'équilibre atteinte après thermalisation. Notons que les aires sous ces 2 courbes sont égales, le nombre d'atomes piégés restant inchangé.*

restant constante, l'autre au contraire perd de l'énergie. La figure 4.2 montre l'évolution de la distribution en énergie dans le piège après effet du couteau. Une façon d'étudier la thermalisation du nuage consiste tout d'abord à tronquer le piège magnétique à l'aide d'un couteau RF, puis à effectuer des temps de vol du piège pour différents temps d'attente après la fin du couteau RF. L'évolution de l'allure des temps de vol vers une distribution à l'équilibre s'avère cependant difficile à mettre en évidence, la différence entre le signal de temps de vol d'un piège à l'équilibre et celui d'un piège tronqué par une RF étant difficile à distinguer expérimentalement [47]. Une signature plus claire expérimentalement de la thermalisation consiste à venir sonder la reconstruction des zones de hautes énergies en appliquant un deuxième couteau RF de fréquence ν_2 très légèrement supérieure à ν_1. On observe alors sur le MCP un signal dont l'aire est proportionnelle au nombre d'atomes N_+ éjectés par ce deuxième couteau (voir partie 4.3). En mesurant l'aire de ce signal pour différents délais Δt entre les couteaux de troncature et de sonde, on obtient le temps de thermalisation de l'échantillon atomique, à savoir le temps nécessaire à la reconstruction de la distribution en énergie au-dessus de l'énergie du premier couteau. La figure 4.3 résume le principe de cette expérience. Soulignons que notre méthode permet d'affirmer que la relaxation observée n'est pas due aux anharmonicités du potentiel de piégeage. En effet, nos mesures expérimentales ne sont pas sensibles à l'énergie des atomes dans une direction

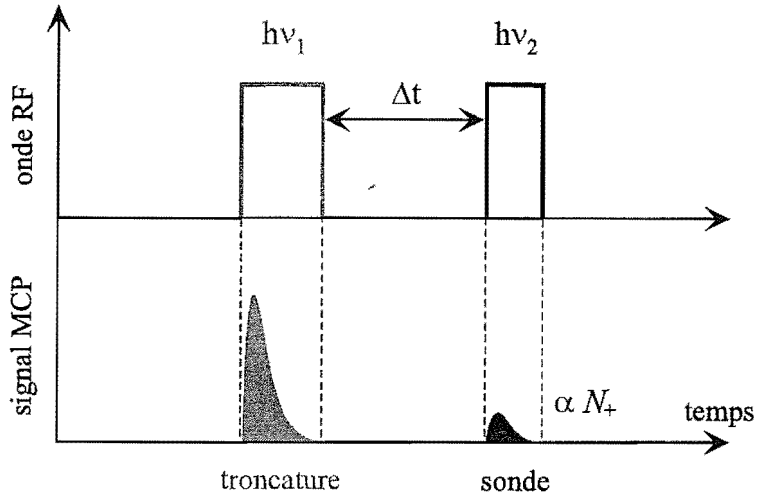


FIG. 4.3 – *Principe de l'expérience de thermalisation. Un premier couteau RF de fréquence ν_1 sert à tronquer la distribution en énergie dans le piège. Notons que l'aire du signal observé sur le MCP pendant cette troncature est proportionnelle au nombre d'atomes éjectés, ayant une énergie supérieure à $h\nu_1$. Après un délai Δt, attendu après la fin du premier couteau RF, un deuxième couteau RF, de fréquence ν_2 très légèrement supérieure à celle du premier couteau, vient sonder le repeuplement des zones de hautes énergies. Le signal observé sur le MCP pendant ce deuxième couteau reflète cette population et son aire est proportionnelle au nombre d'atomes N_+ revenus au-dessus de l'énergie du premier couteau par thermalisation.*

privilégiée de l'espace, mais à leur énergie totale, qui, en l'absence de collisions, ne doit pas évoluer. Il nous faut toutefois vérifier que le repeuplement des zones de hautes énergies ne résulte pas d'un chauffage du nuage piégé. Nous avons déjà montré que la température du nuage piégé magnétiquement ne varie pas au cours du temps de piégeage (voir paragraphe 2.4.1.2). Nous montrerons de plus qu'en reproduisant l'expérience de thermalisation pour différentes densités atomiques, la constante de temps de relaxation observée varie bien inversement proportionnellement à la densité.

La suite de cette partie sert à modéliser le principe de cette expérience à différents niveaux de complexité. On en déduit l'allure attendue de l'aire des signaux pendant le second couteau RF en fonction du délai Δt et qui servira, par ajustement des données expérimentales, à déterminer le temps de thermalisation dans l'échantillon atomique. A partir de ce temps, le taux de collisions élastiques peut être estimé.

4.2.2 Modèle intuitif

Ce paragraphe a pour but de donner une idée intuitive de l'évolution du nombre d'atomes $N_+(t)$, revenant au-dessus de l'énergie du premier couteau, en fonction du temps t attendu après la troncature du piège et pendant lequel la distribution en énergie dans le

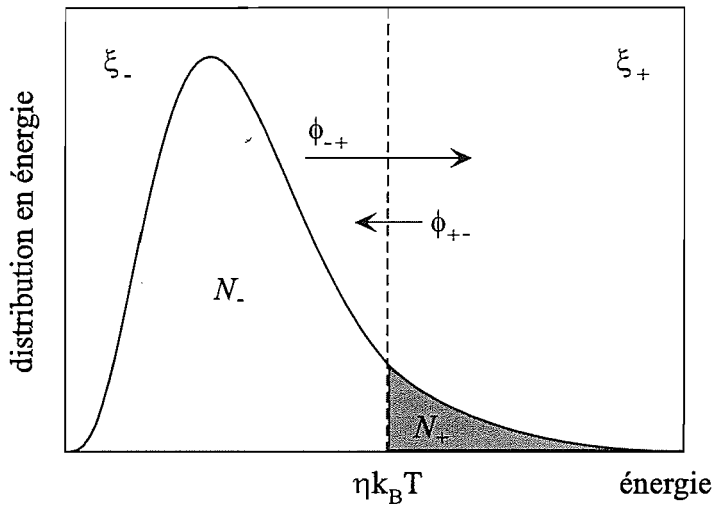


FIG. 4.4 – *Distribution en énergie dans le piège magnétique. Le couteau RF, d'énergie $\eta k_B T$, permet de distinguer 2 régions : ξ_- la zone d'énergie située sous le couteau et contenant N_- atomes, et ξ_+ celle située au-dessus du couteau avec N_+ atomes. Le flux ϕ_{-+} représente le flux de particules allant de ξ_- vers ξ_+ sous l'effet des collisions élastiques entre atomes piégés, et ϕ_{+-} celui en sens inverse.*

piège magnétique évolue vers un nouvel équilibre sous l'effet des collisions élastiques.

La distribution en énergie des atomes à l'équilibre dans le piège magnétique, contenant N atomes, peut être séparée en 2 régions, délimitées par l'énergie du couteau $\eta k_B T$ ($\eta k_B\, T = h\nu_1 - 2\mu_B\, B_0$) par rapport au fond du potentiel de piégeage. Soient ξ_- la zone située au-dessous du couteau et ξ_+ celle placée au-dessus, comme illustré sur la figure 4.4. On définit également la population de chaque région dans le cas d'un nuage atomique à l'équilibre thermodynamique dans le piège. Avec les notations du paragraphe 3.4.1, le nombre d'atomes $(N_-)_{\text{eq}}$ au-dessous de l'énergie $\eta k_B T$ vaut

$$(N_-)_{\text{eq}} = \int_0^{\eta k_B\, T} \rho(E)\, dE \ , \ \text{soit} \ (N_-)_{\text{eq}} = \frac{N}{1+b_T}\ (P(4,\eta) \ + \ b_T\, P(3,\eta)) \ . \qquad (4.12)$$

La population atomique $(N_+)_{\text{eq}}$ de la région située au-dessus du couteau s'écrit de même

$$(N_+)_{\text{eq}} = \int_{\eta k_B\, T}^{\infty} \rho(E)\, dE \ , \ \text{soit} \ (N_+)_{\text{eq}} = \frac{N}{1+b_T}\Big(1 - P(4,\eta) \ + \ b_T\ (1 - P(3,\eta))\Big) \ . \qquad (4.13)$$

Le nombre $(N_+)_{\text{eq}}$ est le résultat de l'effet du flux d'atomes $(\phi_{-+})_{\text{eq}}$ dû aux collisions élastiques entre atomes piégés passant de la région ξ_- vers ξ_+ et de celui $(\phi_{+-})_{\text{eq}}$ en sens inverse. A l'équilibre, ces deux flux se compensent, i. e. $(\phi_{-+})_{\text{eq}} = (\phi_{+-})_{\text{eq}}$. On peut évaluer ces flux en faisant le raisonnement suivant : la probabilité de présence d'un atome dans la zone ξ_+ est beaucoup plus faible que celle dans ξ_-. Ainsi, lorsqu'un atome au-dessus du

couteau subit une collision élastique, il a de fortes chances de passer sous le couteau. Il en résulte un flux $(\phi_{+-})_{\text{eq}} \sim \tilde{\gamma}\,(N_+)_{\text{eq}}$, où $\tilde{\gamma}$ est un nombre proportionnel au taux de collisions élastiques dans le piège, et donc inversement proportionnel au temps de thermalisation τ_{th}. On approximera dans cette partie $\tilde{\gamma} \sim \overline{\gamma_{\text{el}}}$. Le facteur exact de proportionnalité sera déterminé lors de la résolution analytique dú problème.

Considérons maintenant que l'on tronque cette distribution d'énergie à $\eta k_B T$, pendant un temps court devant la durée moyenne entre deux collisions élastiques. Puis laissons la distribution évoluer sous l'effet des collisions élastiques, en l'absence de couteau. Juste après la troncature, c'est-à-dire à t=0, $N_-(0)$ est toujours défini par 4.13 et $N_+(0) = 0$, puis ces deux populations évoluent pour atteindre un nouvel équilibre thermodynamique. La principale réaction permettant ce retour à l'équilibre par thermalisation est $(\xi_-) + (\xi_-) \leftrightarrow (\xi_-) + (\xi_+)$, (réaction (A)), à savoir deux atomes au-dessous du couteau donnent, après collision, un atome au-dessous et un atome au-dessus de l'énergie du couteau et vice-versa. Expérimentalement, le couteau est choisi tel que $\eta \sim 6$ à 7, afin de ne pas trop perturber l'équilibre thermodynamique initial. On fera donc l'hypothèse $\eta \gg 1$, de sorte que les atomes piégés restent proches de l'équilibre. Le flux de particules ϕ_{-+} qui, sous l'influence d'une collision élastique, passent de la région d'énergie située sous le couteau à celle située au-dessus est alors pratiquement le même que le flux à l'équilibre $(\phi_{-+})_{\text{eq}}$, et vaut donc $\tilde{\gamma}\,(N_+)_{\text{eq}}$. Ce flux est suffisamment faible pour pouvoir négliger la perte d'atomes due à ce flux dans la région ξ_-. La population N_-, le flux ϕ_{-+} ainsi que le taux $\tilde{\gamma}$, proportionnel à N, varient donc très peu au cours du temps et seront considérés comme constants et égaux à leurs valeurs d'équilibre avant troncature. Seule la population atomique $N_+(t)$ de la région ξ_+ évolue au cours du temps par thermalisation. On considère également implicitement que la température du nuage atomique piégé ne varie pas au cours du temps afin de pouvoir considérer η comme constant. Ce n'est bien sûr pas la réalité puisque tronquer le piège magnétique permet d'obtenir un piège plus froid après thermalisation. Avec $\eta = 6$, la température du piège passe typiquement de 1 mK à 820 μK. L'erreur commise sur la température ne dépasse donc pas 20 %.

Lorsque le piège se thermalise, le nombre d'atomes passant de ξ_+ vers ξ_- vaut, par analogie avec la situation à l'équilibre thermodynamique, $\phi_{+-}(t) = \tilde{\gamma} N_+(t)$. Sans tenir compte de la durée de vie finie du piège, le flux net de repeuplement de la région ξ_+ sous l'effet des collisions élastiques s'écrit donc

$$\frac{dN_+}{dt}(t) = (\phi_{-+})_{\text{eq}} - \phi_{+-}(t) \text{ , i. e. } \frac{dN_+}{dt}(t) = \tilde{\gamma}\,(N_+)_{\text{eq}} - \tilde{\gamma} N_+(t) \tag{4.14}$$

La résolution de cette équation différentielle donne la solution

$$N_+(t) = (N_+)_{\text{eq}} \left(1 - e^{-\tilde{\gamma}t}\right) . \tag{4.15}$$

Ainsi, la population $N_+(t)$ varie exponentiellement de 0 vers la valeur d'équilibre avant troncature $(N_+)_{\text{eq}}$. Ceci n'est pas étonnant puisqu'en faisant l'hypothèse $\eta \gg 1$, on a

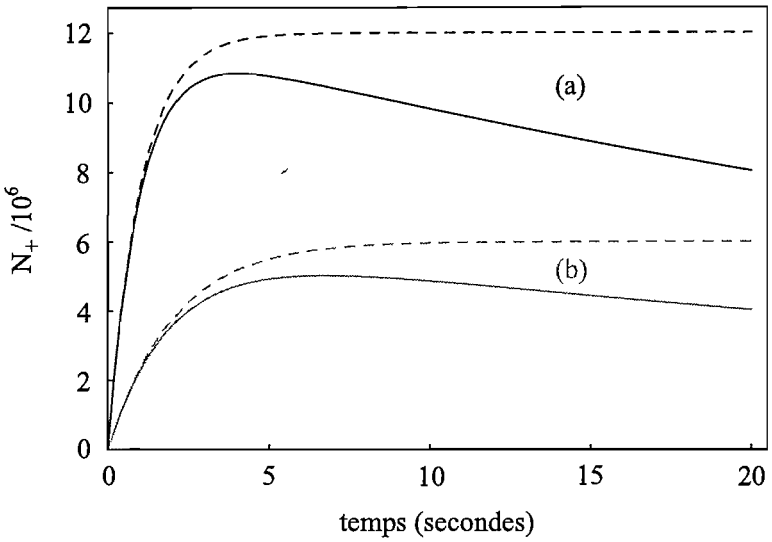


FIG. 4.5 – *Allure du nombre d'atomes N_+ revenant au-dessus de l'énergie du couteau en fonction du temps écoulé depuis la troncature. La courbe noire (a) (respectivement grise (b)) continue représente la solution 4.17 pour un piège contenant 10^8 atomes (respectivement 5×10^7 atomes) de durée de vie $\tau = 50$ s. La courbe noire (respectivement grise) en trait pointillé représente la solution 4.15 pour un piège contenant 10^8 atomes (respectivement 5×10^7 atomes) de durée de vie infinie.*

négligé la perte d'atomes due à la troncature du piège afin de considérer N_-, ϕ_{-+} et $\tilde{\gamma}$ constants.

Lorsque l'on tient compte de la durée de vie τ finie du piège magnétique, le nombre d'atomes $(N_+)_{\text{eq}}$ ainsi que le taux $\tilde{\gamma}$ diminuent exponentiellement avec la constante de temps τ. Cela rajoute également le terme $-\frac{N_+(t)}{\tau}$ dans l'expression du flux net de repeuplement de la zone ξ_+. L'équation différentielle 4.14 devient alors

$$\frac{dN_+}{dt}(t) = \tilde{\gamma}\,(N_+)_{\text{eq}}\,e^{-2t/\tau} - \tilde{\gamma}\,N_+(t)\,e^{-t/\tau} - \frac{N_+(t)}{\tau}\,. \tag{4.16}$$

Après résolution, on obtient la solution suivante

$$N_+(t) = (N_+)_{\text{eq}}\;e^{-t/\tau}\left(1 - e^{-\tilde{\gamma}\tau\left(1-e^{-t/\tau}\right)}\right). \tag{4.17}$$

La population $N_+(t)$ croît donc à partir de 0, atteint un maximum, puis décroît lentement vers 0 à cause de la durée de vie du piège. La figure 4.5 représente l'allure du nombre d'atomes N_+ au-dessus de $\eta k_B T$ en fonction du temps après troncature du piège pour une durée de vie infinie et pour une durée de vie finie $\tau = 50$ s, ainsi que pour 2 nombres d'atomes différents dans le piège magnétique (10^8 et 5×10^7 atomes). Dans chaque cas, la température de l'échantillon piégé vaut 1 mK et le couteau tronque la distribution à $\eta = 6$. Le taux $\tilde{\gamma}$ est pris égal à 1 (respectivement 0,5) pour 10^8 atomes piégés (respectivement 5×10^7 atomes). La figure montre que la croissance de N_+ à partir de 0 est d'autant plus

rapide qu'il y a d'atomes dans le piège et que, à cause des collisions sur le gaz résiduel, le maximum atteint par N_+ est toujours inférieur à $(N_+)_{eq}$.

Le modèle intuitif présenté ici permet donc de prévoir l'évolution de N_+ attendue. Néanmoins, il faut plutôt le voir comme une manière qualitative de résoudre le problème, des hypothèses fortes ayant été faites pour aboutir à une solution. On a, par exemple, considéré N_- constant et toujours égal à sa valeur d'équilibre, ou encore, seule la réaction (A) a été prise en compte pour déterminer le repeuplement des classes d'énergies supérieures à $\eta k_B T$. On souhaite également relier précisément le taux $\tilde{\gamma}$ au taux de collisions élastiques γ_{el}. La partie suivante présente une solution analytique du problème obtenue en résolvant l'équation cinétique de Boltzmann, sous des hypothèses moins fortes. Seule la résolution numérique du problème permettra de s'affranchir de ces dernières.

4.2.3 Résolution analytique

Ce paragraphe vise à apporter une solution analytique de l'évolution du nombre d'atomes $N_+(t)$, revenant au-dessus de l'énergie du premier couteau, en fonction du temps t attendu après la troncature du piège, et pendant lequel la distribution en énergie dans le piège magnétique évolue vers un nouvel équilibre sous l'effet des collisions élastiques. Pour cela, l'équation cinétique de Boltzmann est présentée et utilisée pour résoudre le problème. La résolution analytique est rendue possible moyennant certaines hypothèses que nous détaillerons. Une première solution consiste à faire évoluer le nombre d'atomes repeuplant les zones de hautes énergies en ne considérant que la réaction (A). Puis une résolution plus complète est ensuite fournie en tenant compte également d'une deuxième réaction moins probable. Enfin, la conclusion donnera la forme de la fonction choisie pour ajuster les courbes expérimentales.

4.2.3.1 Hypothèses et équation de Boltzmann

Considérons un nuage atomique à la température T dans le piège magnétique. Comme expliqué lors de la présentation du simple modèle intuitif, le nombre total N d'atomes piégés peut être séparé en 2 zones suivant l'énergie des atomes par rapport à celle du couteau $\eta k_B T$, la zone ξ_- d'énergie située sous le couteau contenant N_- atomes (voir équation 4.12) et celle ξ_+ située au-dessus du couteau peuplée par N_+ atomes (voir équation 4.13). Après application du couteau RF, tous les atomes de la région ξ_+ sont éjectés du piège. On suppose que ceci est réalisé en un temps court devant le temps de thermalisation τ_{th}. Juste après la troncature, à t=0, $N_-(0)$ est toujours défini par 4.13 et $N_+(0) = 0$. Les collisions élastiques entre atomes restant piégés permettent de repeupler la zone ξ_+ selon 2 réactions :

$$\begin{array}{lll} (\xi_-) + (\xi_-) \leftrightarrow (\xi_-) + (\xi_+) & \text{réaction (A)} \\ (\xi_+) + (\xi_+) \leftrightarrow (\xi_+) + (\xi_-) & \text{réaction (B)} \end{array} \qquad (4.18)$$

La réaction (A) représente, comme précédemment, une collision entre deux atomes sous le couteau au cours de laquelle un des deux atomes cède suffisamment d'énergie à l'autre pour le faire passer dans la région ξ_+, et vice-versa. La réaction (B) représente deux atomes au-dessus du couteau dont l'énergie est redistribuée au cours de la collision élastique entraînant le passage d'un des deux atomes sous le couteau, et vice-versa. Les autres réactions possibles participent à la relaxation vers l'équilibre, mais ne seront pas prises en compte car elles ne modifient pas notre signal, à savoir la population atomique N_+ au-dessus de l'énergie du couteau. Dans le cas $\eta \gg 1$, la contribution de la réaction (B) s'avère négligeable devant celle apportée par la réaction (A) puisqu'alors, même après retour à l'équilibre, le nombre d'atomes N_+ reste très faible devant N_-. La réaction (A) (respectivement (B)) provoque un flux d'atomes $\dot{N}_+(t)_{(A)}$ (respectivement $\dot{N}_+(t)_{(B)}$), que l'on peut mettre sous la forme, sans prendre en compte la durée de vie finie du piège magnétique :

$$\begin{aligned} \dot{N}_+(t)_{(A)} &= \Delta_a N_-^2(t) - \Delta_b N_-(t) N_+(t) \\ \dot{N}_+(t)_{(B)} &= \Delta_c N_-(t) N_+(t) - \Delta_d N_+^2(t) \ . \end{aligned} \tag{4.19}$$

A titre de remarque, on peut souligner que la forme prise par $\dot{N}_+(t)_{(A)}$ est similaire à celle 4.14 donnée par le modèle intuitif. Le but de la modélisation présentée ici est de donner une expression analytique des coefficients Δ_i, afin d'obtenir une expression analytique de la quantité $N_+(t)$ mesurée expérimentalement.

Pour cela, on introduit l'équation cinétique de Boltzmann, décrivant l'évolution de la fonction de distribution d'un gaz sous l'effet des collisions binaires entre atomes. C'est cette équation qui permet généralement d'étudier la cinétique du refroidissement évaporatif. Le mouvement des atomes est supposé suffisamment ergodique, ce qui permet d'exprimer la fonction de distribution f comme une fonction de l'énergie totale des atomes. Du fait des nombreuses collisions élastiques entre atomes, cette hypothèse semble raisonnable. Pour pouvoir effectuer un calcul analytique, nous négligerons les variations de la température T au cours du processus de thermalisation. Nous avons déjà vu que cette hypothèse entraîne une erreur relative sur T de moins de 20 %. Enfin, nous considérerons la section efficace de collisions élastiques σ comme indépendante de la vitesse relative de deux atomes effectuant une collision, à savoir $\sigma \simeq \sigma_0$. Considérons la réaction suivante, traduisant la collision entre 2 atomes

$$(1) + (2) \underset{(-)}{\overset{(+)}{\rightleftharpoons}} (3) + (4) \ . \tag{4.20}$$

Sous ces différentes hypothèses, l'équation de Boltzmann peut s'écrire sous la forme [62, 37, 72]

$$g(\epsilon_4)\dot{f}(\epsilon_4) = \frac{m\sigma_0}{\pi^2\hbar^3} \int d\epsilon_1 d\epsilon_2 d\epsilon_3 \, \delta(\epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_3 - \epsilon_4)[f(\epsilon_1)f(\epsilon_2) - f(\epsilon_3)f(\epsilon_4)] \, g_{\min} \ , \tag{4.21}$$

où le couple (ϵ_1, ϵ_2) représente l'énergie des deux atomes avant la collision, (ϵ_3, ϵ_4) celui après la collision et $g_{\min}$ est la valeur de la densité d'états $g(E)$ prise pour l'énergie minimale

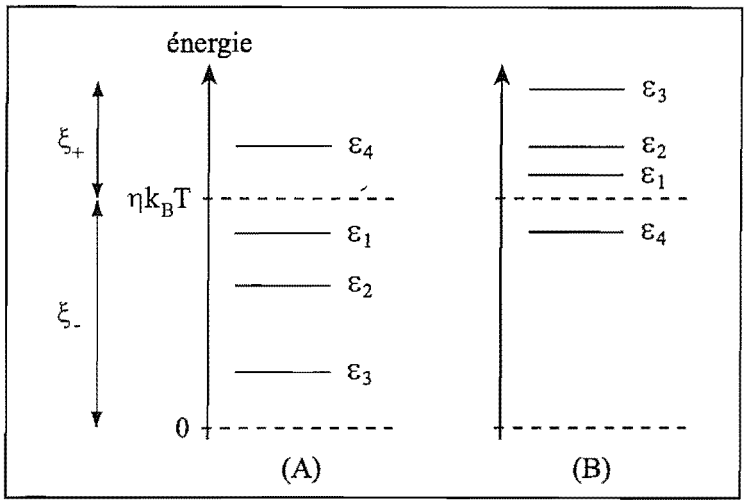


FIG. 4.6 – *Différentes énergies intervenant dans la collision élastique entre deux atomes piégés. La collision peut s'écrire* $(1)+(2) \rightleftarrows (3)+(4)$ *avec* ϵ_i *l'énergie de l'atome* (i)*. Le cas de la réaction (A) est illustré à gauche, celui de la réaction (B) à droite.*

$\min(\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \epsilon_4)$. Pour alléger les notations la dépendance avec le temps de la fonction de distribution $f(\epsilon)$ n'est pas mentionnée ici. En toute rigueur, il faudrait écrire $f(\epsilon, t)$. La fonction de Dirac δ impose la conservation de l'énergie totale au cours de la collision, i. e. $\epsilon_1 + \epsilon_2 = \epsilon_3 + \epsilon_4$. Le produit $f(\epsilon_1)f(\epsilon_2)$ traduit le flux de particules effectuant la réaction dans le sens (+), et $-f(\epsilon_3)f(\epsilon_4)$ celui l'effectuant dans le sens (−).

Appliquons cette équation aux deux réactions, données en 4.18, intervenant dans le repeuplement de la région ξ_+. Dans le cas de la réaction (A), les notations 1, 2 et 3 réfèrent à des atomes dans la zone ξ_- et 4 dans celle ξ_+. Le flux $\dot{N}_+(t)_{(A)}$ vaut alors $\int d\epsilon_4 g(\epsilon_4)\dot{f}(\epsilon_4)$. L'ensemble des contraintes à respecter par les 4 énergies permet de déterminer les bornes d'intégration pour chaque énergie. La figure 4.6 montre la position des différentes énergies dans le cas de la réaction (A) ou (B). Comme ϵ_3 appartient à ξ_-, $\epsilon_3 \in [0, \eta k_B T]$, et puisque $\epsilon_4 = \epsilon_{max}$ et que l'énergie est conservée au cours de la collision, $\epsilon_3 = \epsilon_{min}$. Cela conduit à $\epsilon_2 \in [\epsilon_3, \eta k_B T]$, puis avec $\epsilon_1 + \epsilon_2 = \epsilon_3 + \epsilon_4$, on obtient $\epsilon_1 \in [\eta k_B T + \epsilon_3 - \epsilon_2, \eta k_B T]$. En appliquant la fonction Dirac à l'intégration sur ϵ_4, l'équation 4.21 permet d'écrire

$$\dot{N}_+(t)_{(A)} = \frac{m\sigma_0}{\pi^2\hbar^3}\int_0^{\eta k_B T} d\epsilon_3\, g(\epsilon_3)\int_{\epsilon_3}^{\eta k_B T} d\epsilon_2 \int_{\eta k_B T+\epsilon_3-\epsilon_2}^{\eta k_B T} d\epsilon_1 [f(\epsilon_1)f(\epsilon_2) - f(\epsilon_3)f(\epsilon_1+\epsilon_2-\epsilon_3)]\,. \tag{4.22}$$

Dans le cas de la réaction (B), les notations 1, 2 et 3 réfèrent à des atomes dans la zone ξ_+ et 4 dans celle ξ_-. Le flux $\dot{N}_+(t)_{(B)}$ vaut alors $-\int d\epsilon_4 g(\epsilon_4)\dot{f}(\epsilon_4)$. On a maintenant $\epsilon_4 = \epsilon_{min}$. Les deux conditions $\epsilon_1+\epsilon_2 = \epsilon_3+\epsilon_4$ et $\epsilon_1+\epsilon_2 > 2\eta k_B T$ conduisent à $\epsilon_3 \in [2\eta k_B T - \epsilon_4, +\infty[$ et $\epsilon_1 \in [\eta k_B T, \epsilon_3 + \epsilon_4 - \eta k_B T]$. En appliquant la fonction Dirac à l'intégration sur ϵ_2,

l'équation 4.21 permet d'écrire

$$\dot{N}_+(t)_{(B)} = -\frac{m\sigma_0}{\pi^2\hbar^3}\int_0^{\eta k_B T} d\epsilon_4\, g(\epsilon_4) \int_{2\eta k_B T-\epsilon_4}^{+\infty} d\epsilon_3 \int_{\eta k_B T}^{\epsilon_3+\epsilon_4-\eta k_B T} d\epsilon_1 [f(\epsilon_1)f(\epsilon_3+\epsilon_4-\epsilon_1)-f(\epsilon_3)f(\epsilon_4)]\,. \tag{4.23}$$

Pour résoudre ces équations, nous supposerons que, à chaque instant correspondant à $t > 0$, le nuage atomique piégé peut être décrit par une fonction de distribution, comme c'est le cas à l'équilibre, et s'exprimant sous la forme

$$f(\epsilon,t) = \begin{cases} \dfrac{N_-(t)\Lambda_{\mathrm{dB}}^3}{V_-}\, e^{-\epsilon/k_B T} & \text{pour } \epsilon < \eta k_B T \\ \\ \dfrac{N_+(t)\Lambda_{\mathrm{dB}}^3}{V_+}\, e^{-\epsilon/k_B T} & \text{pour } \epsilon > \eta k_B T \end{cases}\,. \tag{4.24}$$

Le volume V_- (respectivement V_+) représente le volume effectif des atomes dans la région ξ_- (respectivement ξ_+). Ces volumes sont calculés en imposant à la fonction f de vérifier les équations 4.12 et 4.13. De cette manière, les volumes V_- et V_+ s'écrivent, en fonction du volume effectif du piège non tronqué à l'équilibre V_{eff} (défini au paragraphe 2.3.1.1) et avec les notations du paragraphe 3.4.1

$$\begin{cases} V_- &= V_{\mathrm{eff}}\, \dfrac{P(4,\eta) \;+\; b_T\, P(3,\eta)}{1+b_T} \\ \\ V_+ &= V_{\mathrm{eff}} \left(1 - \dfrac{P(4,\eta) \;+\; b_T\, P(3,\eta)}{1+b_T}\right) \end{cases}\,. \tag{4.25}$$

L'expression donnée pour f semble légitime pour des atomes appartenant à ξ_- puisque, avec l'hypothèse $\eta \gg 1$, la distribution dans ξ_- reste proche de l'équilibre et se trouve peu perturbée au cours de la thermalisation. Dans le cas d'atomes dans la zone ξ_+, la référence [73] montre que le repeuplement de cette région s'effectue en bonne approximation avec une distribution similaire à la queue de la distribution d'équilibre. Dans la suite, pour alléger les notations, le paramètre s est introduit et défini par

$$s = \frac{\int_0^{\eta k_B T} e^{-\epsilon/k_B T} g(\epsilon)\, d\epsilon}{\int_0^{+\infty} e^{-\epsilon/k_B T} g(\epsilon)\, d\epsilon} = \frac{P(4,\eta) \;+\; b_T\, P(3,\eta)}{1+b_T}\,. \tag{4.26}$$

Le paramètre s représente donc la fraction d'atomes sous le couteau RF, c'est-à-dire possédant une énergie inférieure à $\eta k_B T$, pour un nuage à l'équilibre dans le piège magnétique. Pour un paramètre de troncature $\eta \gg 1$, la valeur de s reste donc proche de l'unité. Expérimentalement, avec $\eta \sim 6$ et $T \sim 1$ mK, on obtient $s \sim 0,9$. Le paramètre s permet d'écrire simplement $(N_-)_{\mathrm{eq}} = N_-(0) = s\,N$, $V_- = s\,V_{\mathrm{eff}}$ et $V_+ = (1-s)\,V_{\mathrm{eff}} = \frac{1-s}{s}\,V_-$.

Les deux prochains paragraphes décrivent la résolution de l'équation de Boltzmann en ne tenant compte que de la réaction (A) ou des deux réactions (A) et (B).

4.2.3.2 Solution obtenue avec la réaction (A)

On considère ici que seule la réaction (A) intervient dans le repeuplement des zones d'énergies au-dessus du couteau. Notons $\dot{N}_+(t)_{(A,+)}$ la contribution dans le sens (+) à cette réaction. L'équation différentielle 4.22 permet alors d'écrire, en remplaçant f par sa définition et en intégrant sur les énergies ϵ_1 puis ϵ_2 :

$$\dot{N}_+(t)_{(A,+)} = \frac{m\sigma_0}{\pi^2\hbar^3}\left(\frac{N_-\Lambda_{\mathrm{dB}}^3}{V_-}\right)^2 k_BTe^{-\eta}\int_0^{\eta k_BT} d\epsilon_3\, g(\epsilon_3)\left[(\eta k_BT-\epsilon_3-k_BT)e^{-\epsilon_3/k_BT}+k_BTe^{-\eta}\right] . \tag{4.27}$$

Afin d'alléger les notations, il est usuel de définir la quantité V_{ev}, homogène à un volume, par

$$V_{\mathrm{ev}} = \frac{\Lambda_{\mathrm{dB}}^3}{k_BT}\int_0^{\eta k_BT} d\epsilon_3\, g(\epsilon_3)\left[(\eta k_BT-\epsilon_3-k_BT)e^{-\epsilon_3/k_BT}+k_BTe^{-\eta}\right] , \tag{4.28}$$

où l'intégrale peut être calculée en faisant apparaître des fonctions Gamma incomplètes [37]. La contribution $\dot{N}_+(t)_{(A,-)}$ à la réaction (A) dans le sens (−) est déterminée de la même manière. Ainsi, le flux total d'atomes arrivant au-dessus du couteau en fonction du temps suite à la réaction (A), à savoir $\dot{N}_+(t)_{(A)} = \dot{N}_+(t)_{(A,+)} - \dot{N}_+(t)_{(A,-)}$, vaut, après simplification

$$\dot{N}_+(t)_{(A)} = \frac{\sigma_0\,\overline{v}}{\sqrt{2}\,s\,V_{\mathrm{eff}}}\,\frac{e^{-\eta}}{s(1-s)}\,\frac{V_{\mathrm{ev}}}{V_{\mathrm{eff}}}\,N_-(t)\,[(1-s)N_-(t)-sN_+(t)] . \tag{4.29}$$

On peut également l'écrire sous la forme, qui sera utilisée au paragraphe suivant,

$$\dot{N}_+(t)_{(A)} = \frac{\sigma_0\,\overline{v}}{\sqrt{2}\,s\,V_{\mathrm{eff}}}\,\chi_A\,N_-(t)\,[(1-s)N_-(t)-sN_+(t)] , \tag{4.30}$$

avec $\chi_A = \frac{e^{-\eta}}{s(1-s)}\,\frac{V_{\mathrm{ev}}}{V_{\mathrm{eff}}}$. Cette équation différentielle correspond bien à celle attendue d'après 4.19 et fournit une expression des coefficients Δ_a et Δ_b. A ce stade, il faut prendre en compte l'effet de la durée de vie τ sur l'évolution du nombre d'atomes $N_+(t)$ revenant au-dessus de l'énergie ηk_BT. Cet effet combiné à celui dû à la réaction (A) conduit à

$$\dot{N}_+(t) = \dot{N}_+(t)_{(A)} - \frac{N_+(t)}{\tau} . \tag{4.31}$$

D'autre part, la durée de vie entraîne une décroissance du nombre total d'atomes piégés suivant :

$$N_+(t) + N_-(t) = N_-(0)\,e^{-t/\tau} = sN\,e^{-t/\tau} , \tag{4.32}$$

ce qui sert à éliminer $N_-(t)$ dans l'équation 4.30. La résolution analytique de l'équation différentielle 4.31 apporte la solution

$$N_+(t) = (1-s)\,sN\,e^{-t/\tau}\left(1+\frac{s}{1-s-e^{\gamma_{\mathrm{th}}\tau\,(1-e^{-t/\tau})}}\right) , \text{ avec } \gamma_{\mathrm{th}} = \frac{\sigma_0\,\overline{v}}{\sqrt{2}\,s\,V_{\mathrm{eff}}}\,\chi_A\,s^2N . \tag{4.33}$$

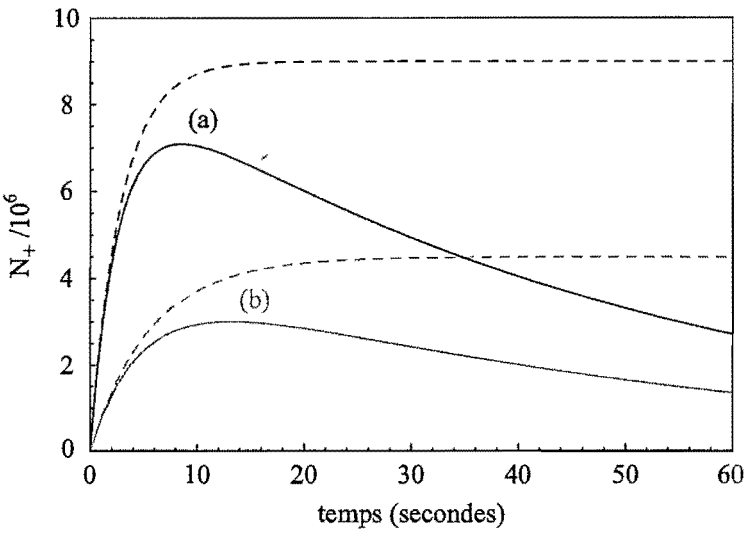


FIG. 4.7 – *Allure du nombre d'atomes N_+ revenant au-dessus du couteau en fonction du temps écoulé depuis la troncature. La courbe noire (a) (respectivement grise (b)) continue représente la solution 4.33 pour un piège contenant 10^8 atomes (respectivement 5×10^7 atomes) de durée de vie $\tau = 50$ s. La courbe noire (respectivement grise) en trait pointillé représente la solution pour un piège contenant 10^8 atomes (respectivement 5×10^7 atomes) de durée de vie infinie.*

Le coefficient $\gamma_{\rm th}$, dépendant de η, T et B_0, représente le taux de thermalisation, caractéristique du retour vers une distribution énergétique d'équilibre. Le temps de thermalisation s'exprime alors simplement comme $\tau_{\rm th} = 1/\gamma_{\rm th}$. Dans l'expression de $\gamma_{\rm th}$ on peut faire apparaître le taux de collisions élastiques au centre initial $\gamma_{\rm el} = \frac{N}{V_{\rm eff}}\sigma_0\,\overline{v}$ dans le nuage piégé avant troncature. On obtient la relation de proportionnalité suivante :

$$\gamma_{\rm th} = \gamma_{\rm el}\frac{e^{-\eta}}{\sqrt{2}(1-s)}\,\frac{V_{\rm ev}}{V_{\rm eff}}. \tag{4.34}$$

Dans la limite d'une durée de vie infinie, la valeur asymptotique $N_{\rm th}$ du nombre d'atomes repeuplant les zones de hautes énergies vaut, d'après 4.33, $N_{\rm th} = N_+(\infty) = (1-s)sN$. Cette valeur correspond bien à celle attendue en considérant $\tau \sim \infty$. En effet, le nombre d'atomes restant dans le piège magnétique juste après troncature est $N_-(0) = sN$, où s est fixé par la température du nuage considéré et par le paramètre η. Dans notre modèle, la température du nuage atomique piégé étant considérée comme constante, la fraction d'atomes au-dessus de $\eta k_B T$ de la distribution en énergie à l'équilibre vaut $(1-s)$, que ce soit avant la troncature du piège magnétique ou une fois l'équilibre atteint après troncature puis thermalisation. Donc la population correspondant aux énergies supérieures à $\eta k_B T$ pour un piège contenant sN atomes vaut $(1-s)sN$, valeur de $N_{\rm th}$. D'autre part, dans la limite $s \to 1$, l'expression de $N_+(t)$ équivaut à celle 4.17, obtenue à l'aide du modèle intuitif exposé précédemment avec $(N_+)_{\rm eq} = N_{\rm th}$. L'allure des variations de $N_+(t)$, défini par 4.33,

en fonction du temps attendu après troncature du piège est illustrée sur la figure 4.7. Les courbes représentées sont obtenues pour une durée de vie infinie et pour une durée de vie finie $\tau = 50$ s, ainsi que pour 2 nombres d'atomes différents dans le piège magnétique (10^8 et 5×10^7 atomes). Dans tous les cas le paramètre s est fixé à 0,9. Pour un piège magnétique contenant 10^8 atomes (respectivement 5×10^7 atomes) le temps de thermalisation est choisi égal à 3 s (respectivement 6 s), ce choix sera justifié par la suite. La figure montre que la croissance de N_+ à partir de 0 est d'autant plus rapide qu'il y a beaucoup d'atomes dans le piège et qu'à partir de 10 s, N_+ décroît à cause de la durée de vie finie de l'échantillon. La valeur asymptotique de N_+ pour une durée de vie infinie vaut $N_{\rm th} = 9\times10^6$ pour 10^8 atomes initialement piégés (respectivement $N_{\rm th} = 4,5\times10^6$ pour 5×10^7 atomes piégés).

Il serait possible d'étudier la thermalisation en regardant simplement la pente de la courbe $N_+(t)$ pour des temps courts (typiquement inférieurs à la seconde). En effet, pour des temps t tels que $t \ll \tau_{\rm th}$ et $t \ll \tau$ (dans notre cas, cette dernière condition est automatiquement vérifiée si la première l'est) la formule 4.33 devient

$$N_+(t) \xrightarrow[t\ll\tau,\tau_{\rm th}]{} (1-s)\,N\,\gamma_{\rm th}\,t \tag{4.35}$$

Aux temps courts, $N_+(t)$ croît donc linéairement, et une mesure de cette pente permet de remonter au temps de thermalisation. De plus, pour s'assurer que le repeuplement des zones de hautes énergies est bien dû à des collisions élastiques entre atomes piégés et non pas à un simple chauffage, il suffit de faire varier le nombre N d'atomes piégés et de vérifier que la pente mesurée est proportionnelle à N^2. Mais expérimentalement, il s'avère difficile d'effectuer un grand nombre de mesures fiables de $N_+(t)$ pour des délais entre les deux couteaux inférieurs à la seconde. Le nombre insuffisant de points effectués dans cette zone temporelle ne permet donc pas d'évaluer de manière significative la pente cherchée. Il faut donc ajuster l'ensemble de la courbe $N_+(t)$ par la formule 4.33, t représentant le temps attendu entre les couteaux RF de troncature et de sonde.

4.2.3.3 Solution obtenue avec les réactions (A) et (B)

On considère maintenant que les deux réactions (A) et (B) interviennent dans le repeuplement des zones d'énergies au-dessus du couteau. L'équation différentielle 4.23 permet alors d'écrire, en remplaçant f par sa définition et en intégrant sur les énergies ϵ_1 puis ϵ_3 et enfin ϵ_4 :

$$\dot{N}_+(t)_{(B)} = \frac{\sigma_0\,\overline{v}}{\sqrt{2}\,s\,V_{\rm eff}}\,\frac{1}{6(1+b_T)}\,\frac{\eta^3\,e^{-2\eta}}{(1-s)^2}\,\left(\frac{\eta}{4}+b_T\right)N_+(t)\,\left[(1-s)N_-(t)-sN_+(t)\right]\,. \tag{4.36}$$

Comme au paragraphe précédent, on introduit le coefficient χ_B permettant d'écrire $\dot{N}_+(t)_{(B)}$ sous la forme

$$\dot{N}_+(t)_{(B)} = \frac{\sigma_0\,\overline{v}}{\sqrt{2}\,s\,V_{\rm eff}}\,\chi_B\,N_+(t)\,\left[(1-s)N_-(t)-sN_+(t)\right]\,, \tag{4.37}$$

avec $\chi_B = \frac{1}{6(1+b_T)} \frac{\eta^3 e^{-2\eta}}{(1-s)^2} \left(\frac{\eta}{4} + b_T\right)$. Cette équation différentielle correspond bien à celle attendue d'après 4.19 et fournit une expression des coefficients Δ_c et Δ_d. Comme déjà expliqué, il faut prendre en compte l'effet de la durée de vie τ sur l'évolution du nombre d'atomes $N_+(t)$ revenant au-dessus de l'énergie $\eta k_B T$. Cet effet combiné à ceux dus aux réactions (A) et (B) conduit à

$$\dot{N}_+(t) = \dot{N}_+(t)_{(A)} + \dot{N}_+(t)_{(B)} - \frac{N_+(t)}{\tau} \ . \tag{4.38}$$

On a toujours conservation du nombre d'atomes piégés, à la durée de vie près, soit $N_+(t) + N_-(t) = sNe^{-t/\tau}$, permettant d'éliminer $N_-(t)$ dans l'équation 4.37. La résolution analytique de l'équation différentielle 4.38 fournit la solution

$$N_+(t) = (1-s)\, sN\, e^{-t/\tau} \left(1 + \frac{s+(1-s)\chi_B/\chi_A}{(1-s)(1-\chi_B/\chi_A) - e^{\gamma^\circ_{\rm th}\, \tau\, (1-e^{-t/\tau})}}\right) \ , \tag{4.39}$$

$$\text{avec } \gamma^\circ_{\rm th} = \gamma_{\rm el} \frac{s\chi_A + (1-s)\chi_B}{\sqrt{2}} \ .$$

L'évolution temporelle de $N_+(t)$ ressemble à celle obtenue en ne tenant compte que de la réaction (A), avec des termes supplémentaires dépendant du rapport χ_B/χ_A. Pour $\chi_B = 0$, l'équation 4.39 donnant $N_+(t)$ se simplifie bien en 4.33. Le paragraphe suivant discute du choix de la fonction à utiliser, à savoir 4.33 ou 4.39, pour ajuster les courbes expérimentales donnant l'évolution temporelle de $N_+(t)$.

4.2.3.4 Conclusion

Regardons l'influence de la réaction (B) sur la valeur du temps de thermalisation. Expérimentalement, un couteau RF de 135 MHz tronque la distribution en énergie du piège magnétique comprimé jusqu'à $B_0 = 4$ G avec une température de $T = 900$ μK. Cela fixe la valeur des paramètres suivants $\eta \simeq 6,6$, $s \simeq 0,91$ et $b_T \simeq 0,40$. La référence [72] étudie les variations du rapport χ_B/χ_A en fonction du paramètre η pour différents types de pièges magnétiques. Dans notre cas, ce rapport est de l'ordre de 0,6. L'erreur commise sur le taux de thermalisation en négligeant la réaction (B) est estimée à $\frac{\gamma^\circ_{\rm th} - \gamma_{\rm th}}{\gamma^\circ_{\rm th}} \sim -0,07$. Ainsi, la réaction (B) entraîne une diminution du taux de thermalisation de l'ordre de 7 %, ce que l'on considérera comme négligeable devant, par exemple, les erreurs commises en considérant la température T constante au cours de l'expérience de thermalisation ou en considérant une section efficace de collisions élastiques égale à σ_0. C'est donc la formule 4.33 que nous utiliserons pour ajuster nos données expérimentales. Enfin, notons que, dans nos conditions expérimentales, on a $V_{\rm ev} \simeq 0,186$ cm^3 et $V_{\rm eff} \simeq 0,085$ cm^3. L'équation 4.34 donne donc numériquement $\gamma_{\rm th} \simeq 0,024\ \gamma_{\rm el}$, ou encore $\gamma_{\rm th} \simeq 0,106\ \overline{\gamma_{\rm el}}$.

4.2.4 Simulations numériques

Cette partie mentionne juste les résultats donnés par nos simulations numériques de l'équation de Boltzmann. Ces études ne sont pas terminées, et les résultats complets seront

présentés dans la référence [72], en cours de réalisation. Le passage de la résolution analytique du problème à une résolution numérique permet de s'affranchir de deux hypothèses émises jusqu'à présent. D'une part, la température n'est plus considérée comme constante au cours du processus de thermalisation. D'autre part, il n'est plus nécessaire de supposer une forme particulière pour la fonction de distribution (voir équations 4.24). Le principe de la simulation numérique consiste à discrétiser les énergies dans l'équation de Boltzmann, donnée par 4.21, afin de remplacer les intégrales par des sommes sur des petits éléments d'énergie. Puis l'équation obtenue est intégrée numériquement pas à pas par rapport au temps. Les résultats obtenus par ces simulations se confondent avec le modèle analytique précédent pour des valeurs élevées de η, typiquement $\eta > 10$. Dans notre cas, à savoir $\eta \sim 6$, les simulations montrent que notre modèle analytique sous-estime le coefficient reliant γ_{th} et γ_{el} (voir équation 4.34) d'un facteur 1,8. Nous prendrons donc ce coefficient correctif en compte lors du calcul de γ_{el} à partir de l'ajustement de nos données expérimentales par 4.33. Notons que les simulations numériques conduisant à ces résultats ont été effectuées en considérant la section efficace de collisions élastiques constante, à savoir $\sigma \sim \sigma_0$. Des simulations où σ dépend de la température sont en cours.

4.3 Réalisation expérimentale

Cette partie décrit l'expérience de thermalisation et les résultats apportés. Elle détaille tout d'abord les conditions expérimentales choisies et montre les signaux observés. Les courbes expérimentales obtenues sont ensuite présentées, ainsi que les résultats déduits de leur ajustement, fournissant une mesure du temps de thermalisation dans le piège magnétique étudié. A partir de cette mesure, nous déduisons une estimation des valeurs du taux de collisions élastiques et de la constante de collisions élastiques. Enfin, le dernier paragraphe est consacré à la vérification de la validité de nos mesures.

4.3.1 L'expérience de thermalisation

4.3.1.1 Conditions expérimentales

Le but de l'expérience consiste à obtenir une valeur du taux de collisions élastiques dans le piège afin de savoir s'il est suffisamment élevé pour initier un refroidissement évaporatif efficace. Nous avons vu au paragraphe 2.3.1.1 qu'il est nécessaire, étant donné la durée de vie $\tau \sim 55$ s, d'avoir 5 à 6 collisions élastiques par seconde et par atome dans le piège. Le piège magnétique à étudier devrait être celui comprimé complètement, i. e. jusqu'à un biais de 300 mG. Mais pour des valeurs du biais aussi faibles, les éventuelles fluctuations des courants dans les bobines constituant le piège entraînent des fluctuations relatives importantes sur la valeur du biais. Ne désirant pas encore nous lancer dans la stabilisation ou l'asservissement de la valeur du biais, nous avons donc opté pour l'étude d'un piège légèrement moins comprimé avec un biais plus élevé devant lequel les fluctuations

rencontrées s'avèrent négligeables. Le taux de collisions élastiques dans le piège complètement comprimé sera de toute façon au moins égal à celui mesuré. Le piège magnétique étudié correspond donc à un piège comprimé avec un biais final de 4 G contenant un nuage atomique à 1 mK.

Un premier couteau RF de fréquence 135 MHz tronque le piège, correspondant à un paramètre de troncature de $\eta \sim 6$. L'onde RF est appliquée pendant 2 s. En fait, une durée de 1 s suffit à éjecter les atomes ayant une énergie supérieure à $\eta k_B T$, mais on préfère rajouter une seconde supplémentaire afin de s'assurer qu'il n'y a plus aucun atome au-dessus du couteau. Ceci est vérifié en observant le signal atomique détecté sur le MCP pendant ce premier couteau. Le signal s'annule au bout d'une seconde environ. Le piège évolue ensuite librement sous l'effet des collisions thermalisantes pendant Δt. Un deuxième couteau sonde, de fréquence 138 MHz, est ensuite appliqué pendant 1,5 s. Le choix de sa durée repose sur les mêmes arguments que pour le premier. Sa fréquence est choisie très légèrement supérieure au premier pour éviter d'interagir avec des atomes possédant une énergie proche de $\eta k_B T$ et n'ayant pas été éjectés par le premier couteau. Afin de réaliser des mesures de thermalisation correctes, il faut venir tronquer et sonder la distribution en énergie assez rapidement devant le temps de thermalisation τ_{th} pour considérer la distribution comme figée pendant la mesure. Or, nous verrons que la valeur minimale de τ_{th} est de l'ordre de 3 s, correspondant au plus grand nombre d'atomes piégés. Les temps d'application des couteaux ne sont pas très courts devant cette valeur, mais ils se trouvent au moins inférieurs au plus court temps de thermalisation possible.

4.3.1.2 Signaux observés

Le signal observé est celui correspondant aux atomes incidents sur le MCP pendant l'application du couteau RF sonde. La figure 4.8 montre un exemple des signaux détectés sur le MCP pendant la deuxième onde RF pour un délai d'attente Δt entre les deux couteaux égal à 2 et 10 s. Le piège magnétique étudié contient $1,1 \times 10^8$ atomes à une température de 1 mK et possède une durée de vie de 55 s. A $t = 0$, le couteau RF sonde est appliqué et agit pendant 1,5 s. Les signaux pendant la première seconde correspondent aux atomes incidents sur le MCP ayant été expulsés du piège par le couteau. L'amplitude du signal obtenu lorsque $\Delta t = 2$ s est moins importante que pour $\Delta t = 10$ s, car il ne s'est pas produit assez de collisions élastiques dans ce cas pour repeupler les zones de hautes énergies selon le nouvel état d'équilibre. On remarque que, pendant le couteau sonde, le signal observé sur le MCP atteint la valeur de 4 mV au bout d'une seconde environ et y reste jusqu'à la fin du couteau. Cette valeur constitue l'offset observé sur tous les signaux en présence de radio-fréquence (avec et sans atomes), et diffère légèrement de celui de 3 mV observé en absence de RF.

L'exploitation de ces signaux permet de remonter au nombre d'atomes éjectés $N_+(\Delta t)$ pendant le second couteau. Pour chaque délai Δt, le signal observé en présence de l'onde

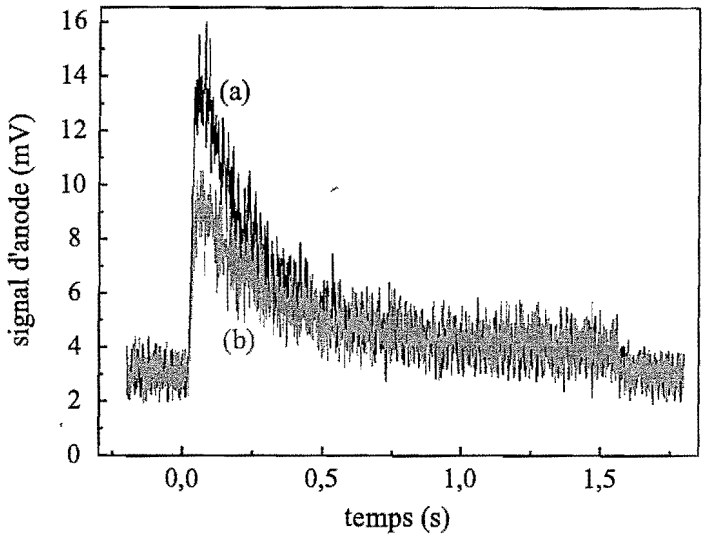


FIG. 4.8 – *Signal observé sur le MCP pendant le couteau RF sonde pour un délai d'attente Δt entre les deux couteaux égal à 2 s (courbe grise (b)) et 10 s (courbe noire (a)). Le piège magnétique étudié contient $1,1 \times 10^8$ atomes à une température de 1 mK avec une durée de vie de 55 s. A $t = 0$, le couteau RF est appliqué et agit pendant 1,5 s. Les signaux observés correspondent aux atomes incidents sur le MCP ayant été expulsés du piège par le couteau. L'amplitude du signal obtenu lorsque $\Delta t = 10$ s est plus importante que pour $\Delta t = 2$ s car il s'est produit, dans ce cas, plus de collisions élastiques entraînant un repeuplement plus important des zones d'énergies supérieures à $\eta k_B T$.*

RF est intégré, en ôtant la contribution due à l'offset non-nul du signal. Puis en utilisant la calibration du système de détection électronique, on peut en déduire le nombre d'atomes incidents sur le MCP pendant le couteau sonde. Pour remonter au nombre total d'atomes $N_+(\Delta t)$ éjectés par l'onde RF, il faut faire une hypothèse supplémentaire. Les atomes expulsés par la RF sont ceux possédant une énergie totale élevée, et on peut montrer que ce sont aussi les plus rapides de la distribution de vitesses [47]. On peut donc raisonnablement supposer que ces atomes, ayant une température de l'ordre de 1 mK et se trouvant donc éjectés du piège avec une vitesse de l'ordre de 1 m/s, explosent de manière isotrope dans l'espace. Les atomes atteignant le MCP sont alors ceux présents dans l'angle solide Ω délimité par la galette depuis le centre du piège, soit la fraction $\frac{\Omega}{4\pi}$ du nombre total d'atomes éjectés par le couteau sonde. Même si la condition d'explosion isotrope n'est pas rigoureusement vérifiée expérimentalement, on peut néanmoins supposer que la façon dont les atomes sortent du piège est toujours la même, quelque soit le délai Δt, puisque l'énergie de troncature $\eta k_B T$ reste constante. Donc la fraction d'atomes détectés sur le MCP est proportionnelle au nombre total d'atomes expulsés par le couteau sonde, avec un coefficient de proportionnalité indépendant du temps Δt. En assimilant ce coefficient à $\frac{\Omega}{4\pi}$, l'erreur éventuellement commise sur les courbes représentant le nombre d'atomes éjectés par la RF

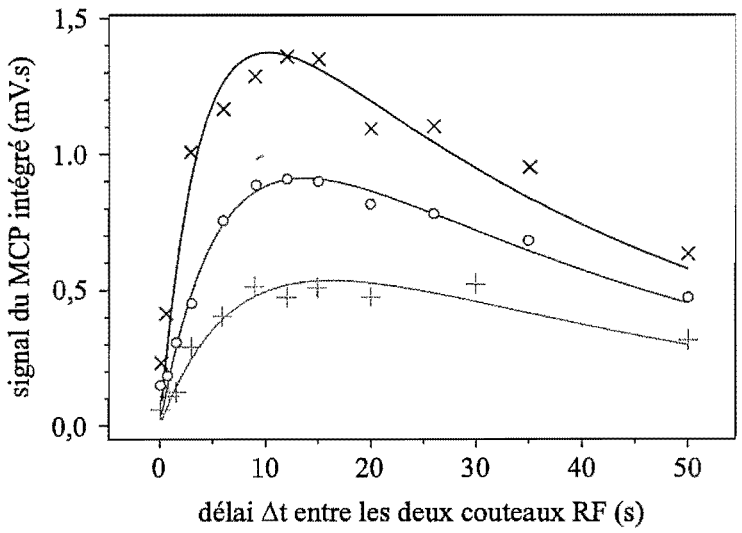


FIG. 4.9 – *Courbes représentant les variations de $N_+(\Delta t)$ obtenues expérimentalement pour un piège magnétique contenant 6×10^7 (croix en gris clair), 8×10^7 (cercles en gris) et 10^8 (croix en noir) atomes. Le piège magnétique étudié a une durée de vie de ~ 40 s. Chaque point d'abscisse Δt représente l'aire, en mV.s, du signal détecté sur le MCP pour le délai Δt attendu entre les deux couteaux RF. Une aire de 1 mV.s correspond à un nombre total de l'ordre de $1,6 \times 10^6$ atomes expulsés du piège magnétique par le couteau RF sonde. Les courbes en trait continu représentent l'ajustement des points expérimentaux par la formule 4.33 avec γ_{th} et N_{th} comme paramètres libres. Les résultats obtenus sont consignés dans le tableau 4.1.*

en fonction de Δt ne représente qu'un simple facteur d'échelle, ce qui ne modifie pas la valeur de τ_{th} qui sera déduite de l'ajustement de ces courbes. Dans la suite, on suppose une explosion isotrope.

4.3.1.3 Résultats obtenus

L'expérience est répétée pour plusieurs délais Δt. Cela permet de tracer l'évolution du nombre d'atomes $N_+(\Delta t)$, revenus au-dessus de l'énergie $\eta k_B T$ et donc éjectés par le deuxième couteau, en fonction du temps Δt attendu entre les deux couteaux et pendant lequel la distribution évolue par thermalisation. Cette évolution peut être étudiée pour différents nombres d'atomes piégés et pour différentes durées de vie du piège. La figure 4.9 montre les courbes obtenues pour trois nombres d'atomes piégés différents ($N \simeq 6 \times 10^7$, 8×10^7 et 10^8 atomes), modifiés en faisant varier la puissance du laser ralentisseur lors du chargement du PMO, et pour une durée de vie de 38 s (mesurée par décroissance du taux d'ions, voir paragraphe 2.4.1). Comme expliqué au paragraphe précédent, chaque point d'abscisse Δt représente l'aire, en mV.s, du signal détecté sur le MCP pour le délai Δt attendu entre les deux couteaux. En supposant l'explosion des atomes éjectés isotrope, on estime qu'une aire de 1 mV.s correspond à un nombre total de l'ordre de $1,6 \times 10^6$ atomes

N (atomes)	N_{th} (atomes)	γ_{th} (s^{-1})	τ_{th} (s)
$6,4 \times 10^7$	$(3,6 \pm 0,3) \times 10^6$	$0,14 \pm 0,03$	$7,1 \pm 1,5$
$8,3 \times 10^7$	$(4,6 \pm 0,7) \times 10^6$	$0,23 \pm 0,08$	$4,3 \pm 1,5$
10^8	$(5,3 \pm 0,3) \times 10^6$	$0,30 \pm 0,05$	$3,3 \pm 0,6$

TAB. 4.1 – *Résultats des ajustements des trois courbes de la figure 4.9 correspondant aux nombres d'atomes piégés $N = 6 \times 10^7$, 8×10^7 et 10^8. Les incertitudes sur les paramètres libres de l'ajustement, $\gamma_{th} = 1/\tau_{th}$ et N_{th} sont obtenues en faisant varier la durée de vie τ dans sa plage d'incertitudes, à savoir $\tau = 38 \pm 4$ s.*

expulsés du piège magnétique par l'onde RF. Typiquement le nombre d'atomes revenant au-dessus du couteau représente quelques pour-cent du nombre d'atomes N contenus initialement dans le piège magnétique. Les variations de $N_+(\Delta t)$ sont bien celles attendues. Pour $\Delta t = 0$, aucun atome n'a eu le temps de revenir au-dessus de l'énergie de troncature. Puis pour des délais supérieurs et jusqu'à une dizaine de secondes, de plus en plus d'atomes reviennent au-dessus du couteau sous l'effet des collisions élastiques entre atomes piégés. Enfin, pour des Δt supérieurs à une dizaine de secondes, le nombre d'atomes au-dessus de $\eta k_B T$ diminue avec un temps caractéristique de l'ordre de la durée de vie τ à cause des collisions sur le gaz résiduel. Plus le piège magnétique contient d'atomes, plus la partie d'atomes revenant au-dessus de l'énergie de troncature est importante et plus les nombreuses collisions élastiques permettent de repeupler ces zones d'énergies rapidement.

La figure 4.9 montre également l'ajustement des points expérimentaux représentant $N_+(\Delta t)$ par la formule 4.33 avec γ_{th} et N_{th} comme paramètres libres. Rappelons la loi d'ajustement :

$$N_+(t) = N_{\text{th}}\, e^{-t/\tau} \left(1 + \frac{s}{1 - s - e^{\gamma_{\text{th}}\,\tau\,(1-e^{-t/\tau})}}\right) . \tag{4.40}$$

Le paramètre s est fixé à 0,9 et la durée de vie vaut $\tau = 38$ s. Afin d'obtenir une plage d'incertitudes autour des valeurs de γ_{th} et N_{th} données par l'ajustement d'une courbe $N_+(\Delta t)$, plusieurs paramètres ont été modifiés autour de leur valeur en regardant à chaque fois la qualité de l'ajustement obtenu. Finalement l'effet le plus important résulte de la variation de la durée de vie dans son intervalle d'incertitudes. On regarde alors les variations engendrées sur γ_{th} et N_{th}. Or la durée de vie τ est estimée connue à 10% près. Donc, en partant de $\tau = 38$ s, comme c'est le cas pour les courbes représentées sur la figure 4.9, l'ajustement des courbes est répété pour plusieurs valeurs de τ allant de 34 à 42 s. L'ensemble des résultats ainsi obtenus pour ces trois courbes sont consignés dans le tableau 4.1. Les temps de thermalisation déduits des courbes expérimentales s'élèvent donc à quelques secondes.

Afin de s'assurer que le repeuplement mesuré des zones de hautes énergies est bien dû à des collisions élastiques entre atomes piégés et non pas à un simple chauffage, on effectue des ajustements de plusieurs courbes $N_+(\Delta t)$ effectuées pour différents nombres d'atomes

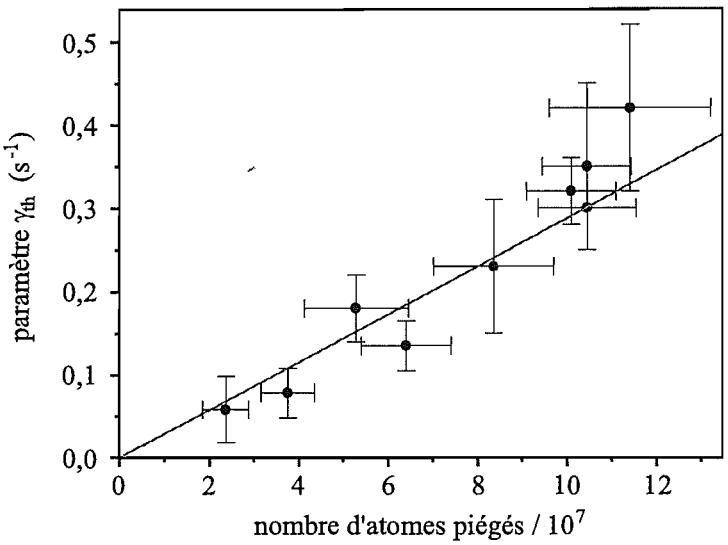


FIG. 4.10 – *Variations du paramètre γ_{th}, déduit des ajustements des courbes $N_+(\Delta t)$, en fonction du nombre d'atomes contenus dans le piège magnétique. La droite représente un ajustement linéaire de ces points avec comme paramètre libre la pente. Le résultat fournit une pente égale à $0,028 \pm 0,003\ s^{-1}/10^7$ atomes, qui permet de déduire le temps de thermalisation minimal (correspondant au nombre maximal d'atomes piégés $N = 1,1 \times 10^8$) rencontré $\tau_{th} = (3,3 \pm 0,3)$ s. La qualité de l'ajustement ($\chi^2 = 4$ pour 8 degrés de liberté) permet d'exclure la possibilité d'un paramètre γ_{th} indépendant du nombre d'atomes, et donc d'affirmer que le phénomène de repeuplement des zones d'énergies supérieures au couteau est bien le fruit de collisions à deux corps.*

N initialement présents dans le piège magnétique. Cela permet de tracer le paramètre $\gamma_{\rm th}$, déduit de chaque ajustement, en fonction de N, et de vérifier que $\gamma_{\rm th}$ se comporte bien proportionnellement au nombre d'atomes piégés N, comme attendu dans le cas de collisions élastiques. Ce résultat est illustré sur la figure 4.10. Les barres d'erreur tracées verticalement représentent la plage de variation de $\gamma_{\rm th}$, donnée par les ajustements réalisés avec différentes valeurs de τ possibles, comme expliqué précédemment. Celles horizontales proviennent de mesures de temps de vol du piège magnétique non tronqué effectuées avant et après le tracé d'une courbe $N_+(\Delta t)$. En effet, une telle courbe nécessite de faire une dizaine de points correspondant à une dizaine de délais Δt compris entre 500 ms et 50 s. Chaque point est le résultat de la répétition de plusieurs cycles (un cycle fabrique un piège magnétique), typiquement 4 cycles, afin de moyenner le signal du MCP à intégrer. Il faut alors environ 20 minutes au minimum pour tracer une courbe $N_+(\Delta t)$. Au cours de cette durée, tous les cycles doivent produire le même piège magnétique contenant le même nombre d'atomes N, ce qui nécessite un dispositif expérimental particulièrement stable. Avant et après chaque courbe $N_+(\Delta t)$, un temps de vol du piège magnétique fournit donc le nombre d'atomes piégés, et permet d'estimer la stabilité de N. On tolère des variations du nombre d'atomes de l'ordre de 20 % et les barres d'erreur horizontales de la figure

paramètre	valeur minimale	valeur maximale
N	5×10^7 atomes	2×10^8 atomes
T	800 μK	1 mK
B_0	3,5 G	5 G
B'	70 G/cm	100 G/cm
B''	17 G/cm^2	23 G/cm^2

TAB. 4.2 – *Plages des valeurs possibles prises par les paramètres N, T, B_0, B' et B''. En faisant varier chaque paramètre de manière statistique dans sa plage de valeurs, on peut estimer une valeur probable du taux de collisions élastiques γ_{el} dans le piège magnétique non tronqué, ainsi que de la constante de collisions élastiques.*

4.10 traduisent la plage de fluctuations de N ainsi observée. Pour des fluctuations plus importantes, la mesure n'est pas prise en compte.

On remarque sur la figure 4.10 que le paramètre γ_{th} varie bien de manière proportionnelle au nombre d'atomes présents dans le piège. Une régression linéaire sur ces points est effectuée en prenant en compte les barres d'erreur horizontales et verticales et avec comme paramètre libre la pente de la droite cherchée. Cela permet, d'une part, de tester la bonne qualité du comportement linéaire (voir paragraphe 4.3.3.1), et d'autre part, de réduire la plage d'incertitudes de γ_{th}. Le résultat de la régression linéaire fournit un ajustement des points de la figure 4.10 par une droite de pente égale à $0,028 \pm 0,003$ s$^{-1}/10^7$ atomes. On en déduit la valeur maximale prise par γ_{th}, obtenue avec le nombre maximal $1,1 \times 10^8$ atomes dans le piège magnétique, ainsi que le temps de thermalisation minimal correspondant. Ces extrema valent :

$$\gamma_{th} = (0,30 \pm 0,03) \text{ s}^{-1} \text{ , soit } \tau_{th} = (3,3 \pm 0,3) \text{ s} . \tag{4.41}$$

4.3.2 Conclusion

A partir de la relation 4.34 donnée par notre modèle analytique et de notre mesure de γ_{th}, on peut estimer la valeur du taux de collisions élastiques γ_{el} dans le piège magnétique non tronqué. On obtient la valeur maximale $\gamma_{el} = 11 \pm 2$ s^{-1}. La plage d'incertitudes de γ_{el} est déterminée de manière statistique : les valeurs des différentes grandeurs physiques intervenant dans la formule 4.34, à savoir γ_{th}, T, B_0, B' et B'' sont tirées au sort dans leurs propres plages d'incertitudes avec une répartition équiprobable. Le tableau 4.2 résume les différentes valeurs possibles de ces paramètres. On en déduit une valeur probable pour γ_{el}. Afin d'avoir une répartition statistique de la valeur de γ_{el}, on répète l'opération 4000 fois. La marge d'incertitudes ± 2 s^{-1} annoncée est déterminée de sorte que la plage de variations donnée sur γ_{el} englobe les valeurs minimales et maximales trouvées. Afin de caractériser les collisions élastiques indépendamment de la densité de l'échantillon atomique étudié, il faut

déterminer la constante de collisions élastiques α dans le piège et, pour cela, donner une estimation de la densité atomique $n_0 = \frac{N}{V_{\text{eff}}}$ dans le piège. Etant donné que les études du piège magnétique ont montré que le nuage atomique piégé se trouve proche de l'équilibre thermodynamique, le volume du piège correspond bien au volume effectif V_{eff}. La mesure absolue du nombre d'atomes piégés, déterminée par temps de vol du piège sur le MCP, dépend de la calibration de l'ensemble de la chaîne de détection électronique effectuée à l'aide de mesures annexes d'absorption. On considère que le piège magnétique contient environ $1,1 \times 10^8$ atomes avec un facteur 2 d'incertitudes. Ainsi, la constante de collisions élastiques déduite de la valeur de γ_{el} est estimée à $\alpha = 9 \times 10^{-9}$ cm^3/s avec un facteur 3 d'incertitudes. De même que précédemment, la plage d'incertitudes sur α est évaluée de manière statistique en tenant compte des variations possibles des différents paramètres entrant en jeu dans le calcul.

Dans la partie théorique, on a montré que le coefficient reliant γ_{th} à γ_{el} et déduit du modèle analytique diffère d'un facteur 1,8 de celui obtenu par les simulations numériques, elles-mêmes censées représenter l'expérience de thermalisation de manière la plus réaliste possible. Les valeurs de γ_{el} et α données au paragraphe précédent sont donc à corriger de ce facteur. On obtient alors, pour un piège magnétique comprimé avec un biais de 4 G et contenant un nuage de $1,1 \times 10^8$ atomes à la température de 1 mK, le taux de collisions élastiques au centre $\gamma_{\text{el}} = 6 \pm 1$ s^{-1} et la constante de collisions élastiques $\alpha = 5 \times 10^{-9}$ cm^3/s avec un facteur 3 d'incertitudes. Le but de l'expérience consistait à obtenir une valeur du taux de collisions élastiques dans le piège afin de savoir s'il est suffisamment élevé pour initier un refroidissement évaporatif efficace. Le taux trouvé s'avère du même ordre de grandeur que la valeur de 5 à 6 collisions élastiques par seconde et par atome exigée par le critère 2.3.1.1 pour une durée de vie de 55 s. Le processus de refroidissement évaporatif devrait donc se révéler efficace et permettre d'augmenter le paramètre de dégénérescence jusqu'à l'obtention d'un condensat, si les collisions Penning se trouvent suffisamment réduites dans le piège magnétique pour ne pas détruire l'échantillon atomique avant. La valeur de α annoncée est relativement élevée et proche de la limite d'unitarité de l'ordre de 10^{-8} cm^3/s à 1 mK. D'une part, la modélisation de l'expérience permettant de faire le lien entre γ_{th} et α est réalisée sous certaines hypothèses. Cela entraîne une erreur, difficile à évaluer, sur le coefficient permettant de remonter au taux de collisions élastiques à partir de la mesure de γ_{th}. D'autre part, cela signifie que la longueur de diffusion a a certainement une valeur élevée, ce qui est très encourageant en vue de l'obtention d'un condensat.

Avant de clore ce chapitre concernant la thermalisation dans le piège magnétique, le paragraphe suivant regroupe différentes remarques ou tests montrant la fiabilité de nos mesures. De plus, une expérience complémentaire et différente, mesurant directement le taux d'évaporation dans le piège magnétique, apporte des résultats tout à fait en accord avec ceux venant d'être exposés.

4.3.3 Discussion : validité des résultats

Ce paragraphe a pour but d'apporter des éléments venant valider et confirmer les mesures de thermalisation que nous venons de décrire. Il présente tout d'abord quelques résultats déduits des ajustements des courbes expérimentales. Puis il montre que l'hypothèse d'un chauffage ne permet pas d'expliquer le retour d'atomes vers les hautes énergies observé. Enfin, une expérience complémentaire, mesurant directement le taux d'évaporation dans le piège magnétique tronqué, est décrite et ses résultats concordent avec ceux trouvés au cours de l'expérience de thermalisation.

4.3.3.1 Exploitation des ajustements

La bonne qualité de l'ajustement linéaire des points de la figure 4.10 ($\chi^2 = 4$ pour 8 degrés de liberté) permet d'exclure tout ajustement de ces données par une droite horizontale, c'est-à-dire d'exclure la possibilité d'un paramètre $\gamma_{\rm th}$ indépendant du nombre d'atomes. Un simple chauffage ne peut donc pas expliquer le repeuplement des zones d'énergies observé. Ce repeuplement est dû à un phénomène à deux corps, les collisions élastiques dans notre cas. Par ailleurs, en ajoutant l'ordonnée à l'origine comme paramètre libre au cours de l'ajustement linéaire des points, d'une part la pente obtenue est compatible avec les valeurs possibles pour la pente déterminée en imposant à la droite de passer par l'origine, et d'autre part l'ordonnée à l'origine obtenue est de l'ordre de grandeur des plus petites barres d'erreur des points expérimentaux. Le fait de forcer l'ajustement à passer par l'origine se trouve donc bien justifié et s'avère raisonnable.

Les ajustements effectués sur les courbes expérimentales $N_+(\Delta t)$ fournissent une valeur de $N_{\rm th}$ pour chaque nombre N d'atomes contenus dans le piège magnétique. Or, à partir du nombre d'atomes piégés, déterminé par temps de vol du piège magnétique, et de la valeur de s, on peut évaluer $N_{\rm th} = (1-s)\,s\,N$, et comparer cette valeur à celle donnée par les ajustements. Physiquement $N_{\rm th}$ représente la valeur d'équilibre de N_+ atteinte après thermalisation dans le cas d'un piège de durée de vie infinie. Dans notre modèle analytique la température est toujours considérée égale à 1 mK, que ce soit pour la distribution à l'équilibre initiale ou pour celle atteinte après thermalisation. Or, si on tronque la distribution dans le piège magnétique et qu'on la laisse évoluer librement jusqu'au nouvel état d'équilibre, atteint sous l'effet des collisions thermalisantes, la température obtenue pour ce nouvel état d'équilibre et mesurée par temps de vol sur le MCP vaut 820 μK. Afin d'estimer le plus précisément possible $N_{\rm th}$, la variation de température est prise en compte. Ainsi le nombre d'atomes restant piégés après le premier couteau RF vaut $s_1\,N$, avec $s_1 = 0,87$ calculé à l'aide la formule 4.26 avec $T_1 = 1$ mK. Après retour à l'équilibre de ce piège, initialement tronqué, sous l'effet des collisions élastiques, le nombre d'atomes ayant une énergie supérieure au second couteau RF est estimé égal à $N_{\rm th} = (1-s_2)\,s_1\,N$, avec $s_2 = 0,94$ calculé pour $T_2 = 820$ μK. Le paramètre $N_{\rm th}$ représente donc environ 5,2% du nombre d'atomes initial dans le piège magnétique. La figure 4.11 illustre les résultats

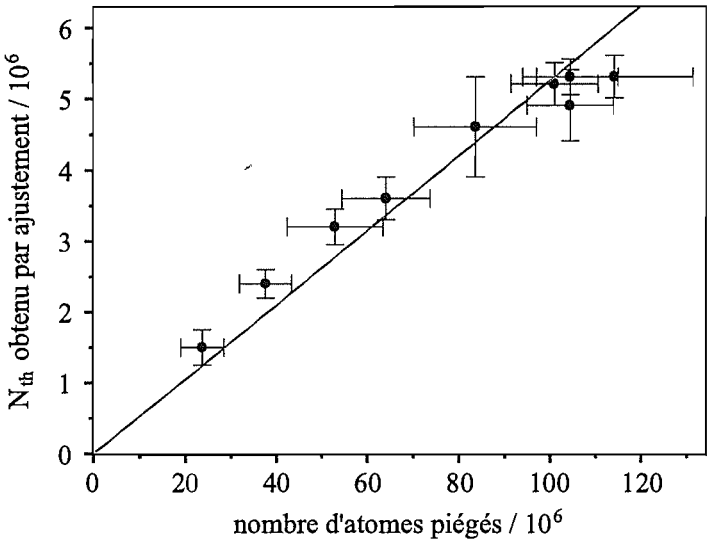


FIG. 4.11 – *Paramètre N_{th} obtenu par les ajustements des courbes expérimentales $N_+(\Delta t)$ en fonction du nombre d'atomes initial dans le piège magnétique déterminé par temps de vol. La droite représente un ajustement de ces points par une droite passant par l'origine. La pente trouvée vaut $0,053 \pm 0,003$, avec une bonne fiabilité puisque $\chi^2 = 4$ pour 8 degrés de liberté. Ce coefficient de proportionnalité entre N_{th} et N correspond à la valeur théorique attendue, à savoir $(1 - s_2)\ s_1 = 0,052$, avec un écart relatif de quelques pour-cent.*

obtenus en représentant le paramètre $N_{\rm th}$ donné par les ajustements des courbes expérimentales en fonction du nombre d'atomes initial dans le piège magnétique obtenu par temps de vol du piège. Les barres d'erreur verticales représentent la plage d'incertitudes obtenue sur $N_{\rm th}$, déduite des ajustements en faisant varier la valeur de τ. Celles horizontales viennent des fluctuations observées du nombre d'atomes piégés, comme expliqué pour la figure 4.10. Un ajustement des points de la figure 4.11 par une droite passant par l'origine fournit une droite optimale de pente égale $0,053 \pm 0,003$, avec une bonne fiabilité puisque $\chi^2 = 4$ pour 8 degrés de liberté. Le coefficient de proportionnalité entre $N_{\rm th}$ et N ainsi trouvé correspond à la valeur attendue, à savoir 0,052, avec un écart relatif de quelques pour-cent. D'une part, cela confirme le fait que l'onde RF agit comme prédit sur les atomes, ce que l'expérience de spectroscopie du piège magnétique décrite précédemment nous laissait déjà supposer. D'autre part, cela valide l'hypothèse d'une répartition spatiale isotrope des atomes lors de leur expulsion du piège, sinon la concordance entre les deux pentes ne serait pas si bonne.

Le résultat précédent permet également d'affirmer que l'hypothèse d'ergodicité, nécessaire à la modélisation du problème, semble vérifiée. En effet, pour prédire théoriquement l'effet de la RF sur les atomes du piège, on suppose le mouvement des atomes suffisamment ergodique. Cela implique que, pour tout atome possédant une énergie supérieure à l'énergie de troncature du couteau RF, il existe au moins une trajectoire qui rencontre le couteau

et qui permet à l'atome d'être éjecté hors du piège. Le fait que les données expérimentales coïncident très bien avec les prédictions théoriques montre que l'hypothèse ergodique est vérifiée. De plus, nos expériences précédentes nous permettent de confirmer la validation de cette hypothèse. D'une part, l'expérience de spectroscopie du piège magnétique a montré que le nombre d'atomes éjectés par la RF córrespondait bien à celui donné par la théorie. Elle a aussi montré que tous les atomes du piège se trouvent éjectés par un couteau RF situé au fond du piège, après un temps d'application de 3 s de la RF. Tous les atomes ont donc bien interagi avec la RF, ce qui montre bien un comportement ergodique. Pour un couteau à 140 MHz, l'ergodicité est mieux vérifiée et un temps d'interaction de 1 s suffit à éjecter tous les atomes au-dessus du couteau. D'autre part, les mesures du biais ont montré que le piège magnétique très comprimé, possédant deux directions linéaires, facilite la redistribution en énergie entre les différents axes, donc l'ergodicité, entre les différentes directions qui se retrouvent alors plus ou moins couplées.

Toutes les mesures de thermalisation n'ont pas été effectuées pour une même durée de vie τ du piège magnétique. Suivant les conditions expérimentales, τ peut valoir 20 s (présence de lumière parasite), 40 s (pas d'azote liquide dans le piège cryogénique entre les deux parties du ralentisseur Zeeman) ou 60 s dans le cas optimal. Les valeurs de γ_{th} données par les ajustements, effectués avec la valeur de τ appropriée dans chaque cas, semblent indépendantes de la durée de vie du piège étant donné les bons résultats obtenus sur les figures 4.10 et 4.11. Cela renforce la confiance en notre modèle et en nos mesures.

Enfin, devant la valeur élevée de la constante de collisions élastiques déduite de nos mesures de thermalisation, nous avons renouvelé l'expérience de thermalisation pour un nuage à une température différente de 1 mK afin de tester une éventuelle résonance, c'est-à-dire une divergence, de la section efficace de collisions élastiques autour de 1 mK. Le piège magnétique alors étudié correspond à un piège comprimé moins fortement avec un biais total de $\sim$ 60 G et contenant un nuage de $\sim 10^8$ atomes à une température de $\sim$ 700 μK. Les résultats déduits de ces mesures sont similaires, compte tenu des barres d'erreur, à ceux annoncés pour un échantillon atomique à une température de 1 mK. Il ne paraît donc pas y avoir de résonance particulière autour de 1 mK, et donc la valeur élevée de α semble significative. Néanmoins, il faudrait explorer une gamme de températures beaucoup plus large pour affirmer l'absence de résonance autour de 1 mK.

4.3.3.2 Hypothèse du chauffage

Le paragraphe précédent montre que, puisque le paramètre γ_{th} dépend de N, un chauffage ne constitue pas le phénomène physique permettant d'expliquer le repeuplement des zones de hautes énergies du piège. Pour confirmer cette constatation, on va essayer d'estimer l'ordre de grandeur du chauffage nécessaire pour expliquer nos résultats expérimentaux sur la thermalisation.

Un modèle possible de chauffage consiste à supposer que celui-ci fait gagner de l'énergie

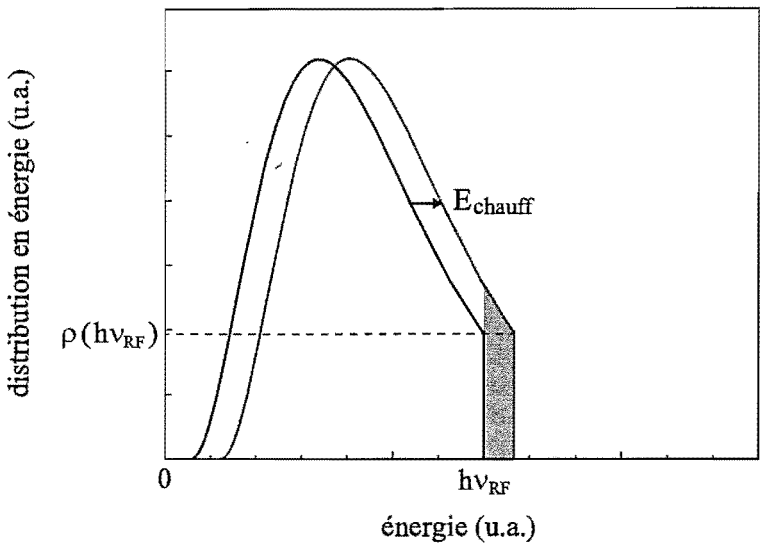


FIG. 4.12 – *Effet d'un chauffage sur la distribution en énergie $\rho(E)$ dans le piège. La courbe en noir représente la distribution en énergie à $t = 0$ juste après l'application du premier couteau RF. La courbe en gris représente celle obtenue en attendant Δt et translatée d'une quantité E_{chauff} sous l'effet du chauffage. L'aire en gris correspond au nombre d'atomes N_{chauff} passés à une énergie supérieure à $h\nu_{\text{RF}}$ et donc expulsés hors du piège par le second couteau RF. Ce nombre d'atomes peut être approximé par $N_{\text{chauff}} \simeq \rho(h\nu_{\text{RF}}) \times E_{\text{chauff}}$.*

à chaque atome piégé, indépendamment de sa propre énergie. Ainsi le chauffage peut être modélisé comme un phénomène entraînant une translation de la distribution en énergie des atomes piégés vers des énergies supérieures. Après le premier couteau RF, de fréquence ν_{RF}, la distribution en énergie du piège se trouve tronquée à l'énergie $h\nu_{\text{RF}}$. Elle évolue librement pendant Δt en présence du chauffage, qui a pour effet de la déplacer vers les zones de hautes énergies. Le deuxième couteau RF, de même fréquence que le premier, vient ensuite sonder le nombre d'atomes revenus au-dessus de l'énergie de troncature. La figure 4.12 illustre l'effet du chauffage dans ce modèle. L'aire en gris représentée correspond aux atomes piégés ayant une énergie supérieure à $h\nu_{\text{RF}}$ et donc expulsés hors du piège par le couteau sonde. Soit E_{chauff} l'énergie acquise par chaque atome soumis au chauffage pendant Δt. Cette énergie peut se mettre sous la forme $E_{\text{chauff}} = \kappa\,\Delta t$, avec κ le coefficient de chauffage exprimé en J/s. La température du nuage atomique piégé passe alors de T_0 à $T_0 + \frac{\kappa}{k_B}\,\Delta t$. Le nombre d'atomes N_{chauff} revenus au-dessus du couteau RF par effet du chauffage pendant Δt est approximé par

$$N_{\text{chauff}} \simeq \rho(h\nu_{\text{RF}}) \times E_{\text{chauff}} \simeq \rho(h\nu_{\text{RF}})\,\kappa\,\Delta t\ . \tag{4.42}$$

On cherche à déterminer le coefficient κ permettant d'expliquer l'allure des courbes de la figure 4.9. Par exemple, pour $N = 10^8$ atomes dans le piège magnétique, au bout de $\Delta t =$ 10 s, le nombre d'atomes présents au-dessus de $h\nu_{\text{RF}}$, vaut $N_+(10\ s) \simeq 2,2 \times 10^6 = N_{\text{chauff}}$

atomes. La formule 3.4, avec $T = 1$ mK, $B_0 = 4$ G, $N = 10^8$ et $\nu_{RF} = 135$ MHz, fournit $\rho(h\nu_{RF}) = 5,8 \times 10^{32}$ atomes/J. On obtient donc

$$\kappa = 3,8 \times 10^{-28} \text{ J/s, soit } \kappa = 27 \ \mu\text{K/s} . \tag{4.43}$$

Or, expérimentalement, en effectuant des mesures de durée de vie du piège magnétique à l'aide de temps de vol, nous avons accès à l'évolution de la température du piège sur environ 2 minutes. Le plus fort chauffage observé est de l'ordre de 0,5 μK/s, ce qui s'avère 50 fois plus faible que la valeur de κ permettant d'expliquer le repeuplement des zones de hautes énergies mesuré. Un chauffage n'est donc pas le phénomène principal à l'origine de nos observations.

4.3.3.3 Expérience complémentaire

Une expérience complémentaire de celle de thermalisation a été réalisée afin de confirmer la présence de collisions élastiques dans le piège magnétique et vérifier l'ordre de grandeur des résultats annoncés. Cette expérience mesure directement le taux d'évaporation, noté Γ_{ev}, dans le piège à partir duquel la constante de collisions élastiques peut être déduite. La procédure consiste à tronquer le piège à l'aide d'un premier couteau RF. Les conditions expérimentales sont les mêmes que celles vues précédemment, à savoir un piège magnétique comprimé avec un biais de 4 G et contenant $1,1 \times 10^8$ atomes à la température de 1 mK, tronqué par un couteau RF de durée 2 s et de fréquence 135 MHz. Aussitôt après, soit après un délai d'une dizaine de millisecondes, un deuxième couteau RF, de fréquence 138 MHz, est appliqué et laissé actif afin de tronquer le piège magnétique en permanence. Le nombre d'atomes présents dans le piège magnétique décroît sous l'effet combiné des collisions élastiques entre atomes piégés, entraînant un flux d'atomes arrivant au-dessus du couteau et donc expulsés hors du piège, et des collisions sur le gaz résiduel. La décroissance du nombre d'atomes piégés présente donc un terme de pertes à deux corps dû aux collisions élastiques. L'observation du signal d'ions, en présence du second couteau RF dans le piège magnétique, exhibe une décroissance non exponentielle aux temps courts, ce qui permet d'extraire le terme cherché. On considère pour cela que ce signal, obtenu en attirant les ions vers le MCP, n'est dû qu'à la contribution des ions. On montrera *a posteriori* que le terme "signal d'ions" est justifié, la contribution due aux atomes éjectés du piège magnétique et incidents sur le MCP s'avérant en effet négligeable.

La figure 4.13 montre l'allure du taux d'ions, normalisé par sa valeur prise au début d'application du second couteau RF, et représenté en échelle logarithmique. La comparaison avec le même signal d'ions en absence de couteau dans le piège magnétique met en évidence une décroissance, aux temps courts, plus rapide du nombre d'atomes piégés dans le cas d'un piège avec RF. Les deux signaux présentent, aux temps longs, la même décroissance, uniquement liée à la durée de vie τ finie du piège. Afin de déterminer la valeur du taux d'évaporation Γ_{ev} à partir de l'ajustement des courbes expérimentales, il faut étudier la

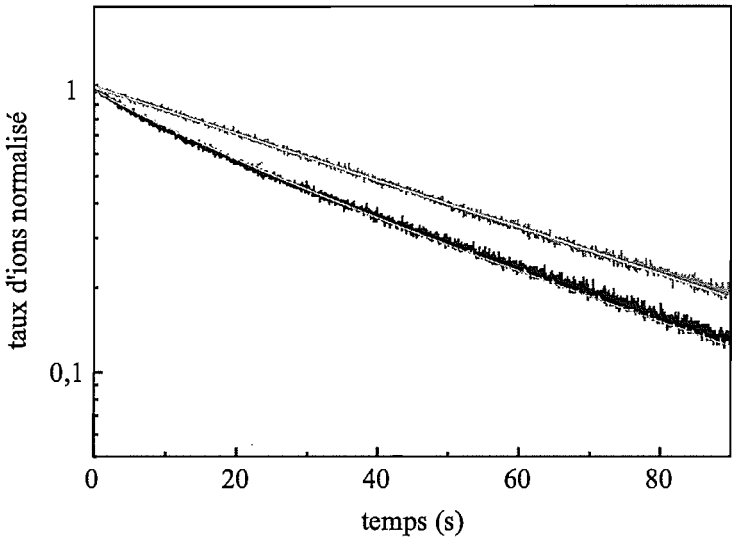


FIG. 4.13 – *Taux d'ions observé, normalisé par sa valeur prise à $t = 0$, et représenté en échelle logarithmique. La courbe noire correspond au signal obtenu en présence du couteau RF en permanence dans le piège magnétique, et son ajustement par la formule 4.47. La courbe grise correspond à celui observé en absence de couteau RF, et son ajustement par une décroissance purement exponentielle aboutissant à une mesure de la durée de vie du piège $\tau \sim 53$ s. La comparaison des deux courbes met en évidence une décroissance plus rapide, aux temps courts, du nombre d'atomes piégés en présence du couteau RF, due à l'évaporation des atomes par thermalisation. On obtient le taux d'évaporation $\Gamma_{ev} = (14 \pm 4) \times 10^{-11}\ s^{-1}$.*

forme théorique attendue du taux d'ions. Le nombre d'atomes piégés $N(t)$ évolue selon l'équation suivante

$$\frac{dN}{dt}(t) = -\Gamma_{ev}\, N(t)^2 - \frac{N(t)}{\tau}\ . \tag{4.44}$$

La solution de cette équation différentielle peut se mettre sous la forme

$$N(t) = \frac{N(0)}{(1 + \Gamma_{ev}\, N(0)\, \tau)\ e^{t/\tau} - \Gamma_{ev}\, N(0)\, \tau}\ . \tag{4.45}$$

Le taux d'ions $\Phi_{ion}(t)$ s'écrit, en supposant que toute contribution due à des atomes est négligeable et avec les notations du paragraphe 2.4.1.1,

$$\Phi_{ion}(t) = \epsilon_1\, \frac{N(t)}{\tau}\ , \tag{4.46}$$

où ϵ_1 traduit le fait qu'une collision sur le gaz résiduel ne produit pas forcément un ion. Au début d'application du second couteau RF, à savoir à $t = 0$, le taux d'ions vaut $\Phi_{ion}(0) = \epsilon_1\, \frac{N(0)}{\tau}$, avec un nombre d'atomes correspondant à $N(0) = sN$ à cause de la troncature due au premier couteau. Le taux d'ions normalisé par sa valeur à $t = 0$ s'écrit finalement

$$\frac{\Phi_{ion}(t)}{\Phi_{ion}(0)} = \frac{1}{(1 + \Gamma_{ev}\, sN\, \tau)\ e^{t/\tau} - \Gamma_{ev}\, sN\, \tau}\ . \tag{4.47}$$

La courbe expérimentale de la figure 4.13 représentant le taux d'ions sans couteau RF permet de mesurer la durée de vie du piège, comme expliqué au paragraphe 2.4.1.1. La mesure donne $\tau = 53 \pm 5$ s. Il s'avère difficile et peu fiable d'ajuster la courbe du signal d'ions en présence du couteau RF par la formule 4.47 avec Γ_{ev} comme paramètre libre. On préfère donc faire varier "à la main" ce paramètre afin de visuellement adapter au mieux la fonction à la courbe expérimentale. Cette méthode fournit le résultat $\Gamma_{ev} = (14 \pm 4) \times 10^{-11}$ s^{-1}. La plage d'incertitudes est déterminée en faisant varier N ($N = 1,1 \times 10^8$ à un facteur 2 près) et τ dans leur propre plage d'incertitudes et en ajustant la valeur de Γ_{ev} pour retrouver une bonne concordance avec la courbe expérimentale. Vérifions que la contribution des atomes au signal d'ions est bien négligeable. Connaissant Γ_{ev}, on peut évaluer le flux d'atomes incidents sur le MCP et échappés du piège magnétique par thermalisation, en supposant que les atomes éjectés du piège explosent de manière isotrope. Ce flux est maximum à $t = 0$ et vaut $\Gamma_{ev} N(t)^2 \frac{\Omega}{4\pi} \sim 6000$ atomes/s. Il faut comparer ce flux à celui dû aux ions créés par collisions sur le gaz résiduel, qui s'élève au moins à $\epsilon_1 \frac{N(0)}{\tau} \sim 180000$ atomes/s, avec la valeur minimale possible $\epsilon_1 \sim 0,1$. Le flux d'ions dû aux collisions sur le gaz résiduel s'avère donc au moins 30 fois plus important que celui dû aux atomes éjectés du piège sous l'effet des collisions élastiques entre atomes piégés. Cela justifie donc l'écriture du "signal d'ions" donnée par 4.46. Afin de remonter à la constante de collisions élastiques α, il reste à calculer le coefficient reliant α et Γ_{ev}.

Le coefficient Γ_{ev} a déjà été calculé dans la partie théorique. Il s'agit en fait du terme Δ_a donnant le flux d'atomes dans le sens (+) de la réaction (A). D'après la formule 4.30, on obtient

$$\Gamma_{ev} = \frac{\sigma_0 \, \overline{v}}{\sqrt{2}\, s \, V_{\text{eff}}} \, \chi_A \, (1 - s) \ , \ \text{soit} \ \Gamma_{ev} = \alpha \, \frac{e^{-\eta}}{\sqrt{2}\, s^2} \, \frac{V_{ev}}{V_{\text{eff}}^2} \ . \tag{4.48}$$

A l'aide de la mesure de Γ_{ev}, cette formule permet donc de remonter à la valeur de la constante de collisions élastiques dans le piège magnétique $\alpha = 5 \times 10^{-9}$ cm^3/s avec un facteur 2 d'incertitudes, déterminé, comme déjà expliqué, de manière statistique en tenant compte des variations possibles de Γ_{ev}, T, B_0, B' et B''. Cette valeur de α concorde avec celle annoncée précédemment avec l'expérience de thermalisation. Les deux méthodes donnent des résultats similaires malgré l'observation de signaux différents et une exploitation de ces signaux différente également. La dernière méthode exposée présente l'avantage d'être assez directe puisqu'il suffit d'observer un seul signal pour effectuer une mesure. Néanmoins, l'obtention d'une courbe exploitable nécessite de moyenner ce signal sur plusieurs cycles, en espérant une expérience suffisamment stable. Cette méthode fait appel à un modèle théorique plus simple, puisque la contribution de la réaction (B) est rigoureusement nulle dans ce cas. La mesure de α fournie par cette méthode semble plus précise (facteur 2 près, contre 3 pour l'expérience de thermalisation). Peut-être est-ce dû au fait que le nombre d'atomes n'intervient pas pour passer de Γ_{ev} à α. Toutefois, la difficulté d'effectuer des ajustements des courbes expérimentales nous fait considérer cette méthode d'étude de la thermalisation dans le piège magnétique comme une manière de confirmer

nos précédents résultats, cette dernière expérience ayant été réalisée *a posteriori*.

L'expérience exposée dans ce chapitre constitue donc une méthode originale de mesure de la constante de collisions élastiques au sein d'un échantillon atomique d'He* piégé magnétiquement [46]. Elle montre la thermalisation en observant directement le retour vers l'équilibre de la distribution en énergie dans le piège, sous l'effet des collisions élastiques entre atomes piégés. De plus, l'exploitation des résultats expérimentaux obtenus repose sur un modèle analytique, éventuellement complété par une simulation numérique. Notre méthode se différencie donc des méthodes usuelles, basées sur l'étude optique de la relaxation spatiale de la forme du nuage piégé, et dont l'exploitation nécessite le développement de simulations numériques performantes.

La démarche adoptée expérimentalement ainsi que le modèle analytique développé sont facilement applicables à d'autres espèces atomiques. D'une part, l'utilisation d'un système de détection électronique efficace permet de mesurer des flux d'atomes relativement faibles et reste valable pour d'autres atomes métastables. Le remplacement des mesures électroniques par des mesures de fluorescence, entraînée par le passage d'atomes à travers une nappe de lumière située sous le piège, rend notre expérience de thermalisation également possible avec des atomes alcalins.

Enfin, les résultats motivants obtenus nous ont encouragés à poursuivre notre quête du condensat d'He*, en essayant de refroidir le nuage atomique piégé par évaporation RF, ce qui fut réalisé avec succès. Notre expérience constitue en elle-même une mesure de la constante de collisions élastiques pour un échantillon atomique d'He* à la température de 1 mK, puisque nos mesures effectuées plus tard sur le condensat sont réalisées à la température très différente de 1 μK.

Chapitre 5

Condensation de Bose-Einstein de l'He*

Comme évoqué en introduction, le principal intérêt de l'obtention de la condensation de Bose-Einstein avec de l'hélium métastable va bien au-delà de la condensation d'un nouvel élément du tableau périodique, après l'hydrogène, le lithium, le sodium et le rubidium. Un condensat d'He* s'avère en effet très différent de ceux déjà réalisés par le fait que les atomes ne se trouvent pas dans leur état électronique fondamental, mais dans un état métastable, très énergétique. D'une part, ce nouvel aspect rend l'étude du comportement d'un tel condensat très intéressante. D'autre part, l'énergie interne de chaque atome permet l'utilisation d'un dispositif électronique, comme notre MCP, qui constitue un moyen de détection simple, rapide et très efficace. Ces deux faits combinés font donc de la condensation de Bose-Einstein de l'hélium métastable un objet d'étude très attractif en optique atomique. Les chapitres précédents ont montré les caractéristiques de notre piège magnétique et mis en évidence la faisabilité d'un condensat de Bose-Einstein d'He* dans nos conditions expérimentales. La question de la réduction des collisions Penning dans un échantillon d'atomes d'He* polarisé a été laissée en suspens, de même que la valeur de la longueur de diffusion a au cours de nos expériences de thermalisation, puisque les incertitudes sur la constante de collisions élastiques obtenue sont trop importantes pour pouvoir raisonnablement en déduire a. La réalisation de la condensation de Bose-Einstein va permettre d'y répondre.

Ce chapitre débute par une brève partie théorique, présentant les principaux résultats sur la condensation utiles pour la suite. Puis il décrit la phase de refroidissement évaporatif appliquée au nuage atomique piégé magnétiquement et qui conduit à la formation du condensat d'He*. La troisième partie met en évidence l'influence de la coupure des champs magnétiques sur les signaux observés sur le MCP. Une explication est proposée, que les résultats expérimentaux fournis par deux méthodes indépendantes permettent de confirmer. La partie suivante propose une étude plus quantitative, basée sur l'ajustement des

résultats expérimentaux par la loi théorique appropriée. Elle dégage les principales caractéristiques des condensats formés et en déduit une mesure de la longueur de diffusion. Enfin, quelques résultats préliminaires tirés de l'observation du taux d'ions produits par le nuage atomique piégé sont exposés. On montre que notre dispositif de détection électronique se comporte alors comme un moyen non destructif d'observation du condensat tout au long de sa formation et de sa durée de vie.

5.1 Rappels : quelques formules

Cette partie préliminaire constitue un bref rappel théorique sur la condensation de Bose-Einstein. Elle regroupe les principales formules, utilisées par la suite, décrivant le seuil de condensation et les caractéristiques du nuage thermique et du condensat piégés. Une description beaucoup plus complète des résultats théoriques concernant la condensation de Bose-Einstein se trouve détaillée en [74] ou [66], par exemple.

5.1.1 Seuil de condensation

Considérons N atomes (bosons), de masse m, piégés dans un potentiel harmonique isotrope $U(\mathbf{r})$, de fréquence d'oscillation ω, à l'équilibre thermodynamique à la température T et sans interactions. La probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie E est donnée par la fonction de distribution de Bose

$$f(E) = \frac{z}{e^{E/k_BT} - z} , \tag{5.1}$$

où $z = e^{\mu/k_BT}$ représente la fugacité du nuage atomique piégé ($0 < z < 1$) et μ son potentiel chimique ($\mu < 0$). D'après le paragraphe 3.4.1, le nombre d'atomes piégés s'écrit, avec $g(E)$ la densité d'états,

$$N = \int_0^\infty f(E)\, g(E)\, dE . \tag{5.2}$$

En développant f en puissances de z et en intégrant sur la distribution de vitesses, l'expression 5.2 se met sous la forme

$$N = \int_0^\infty n(\mathbf{r}) d^3r , \tag{5.3}$$

où $n(\mathbf{r})$ représente la densité spatiale. Celle-ci est définie par

$$n(\mathbf{r}) = \frac{1}{\Lambda_{\mathrm{dB}}^3}\, g_{3/2}\left[z\, e^{-U(\mathbf{r})/k_BT}\right] , \tag{5.4}$$

avec Λ_{dB} la longueur d'onde de de Broglie thermique du nuage. La fonction mathématique $g_\alpha(x)$ est définie par $g_\alpha(x) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{x^i}{i^\alpha}$. En supposant que $U(\mathbf{r})$ est minimum en $\mathbf{r} = \mathbf{0}$ avec $U(\mathbf{0}) = 0$, on obtient la relation

$$n_0\, \Lambda_{\mathrm{dB}}^3 = g_{3/2}(z) . \tag{5.5}$$

Le produit $n_0 \Lambda_{\mathrm{dB}}^3$ est appelé paramètre de dégénérescence ρ_{deg} du gaz piégé et coïncide classiquement avec la densité réduite dans l'espace des phases. Il représente le nombre d'atomes contenus dans le volume élémentaire Λ_{dB}^3 au centre du piège.

Dans le cas d'un nuage non dégénéré, c'est-à-dire loin de la condensation de Bose-Einstein, on a $\mu \ll 0$ et donc $z \ll 1$, ce qui permet d'effectuer les développements limités $g_{3/2}(z) \simeq z$ et $f(E) \simeq z\, e^{-E/k_B T}$. Compte tenu de 5.5, on obtient alors

$$f(E) \simeq n_0 \Lambda_{\mathrm{dB}}^3 \; e^{-E/k_B T} \; , \tag{5.6}$$

ce qui s'identifie à la fonction de distribution de Boltzmann, déjà définie en 3.4.1.

Pour comprendre ce qu'il se passe lorsque l'on s'approche de la condensation de Bose-Einstein, introduisons les niveaux d'énergie discrets ϵ_l de l'oscillateur harmonique de piégeage, indexés par le nombre quantique l. En prenant comme référence le niveau fondamental $l = 0$, on a $\epsilon_l = l\hbar\omega$. Le nombre d'atomes piégés N s'obtient en sommant, d'après 5.1, sur tous les niveaux d'énergie :

$$N = \frac{z}{1-z} + \sum_{l=1}^{\infty} \frac{z}{e^{l\hbar\omega/k_B T} - z} \; . \tag{5.7}$$

Le premier terme de cette somme représente le nombre d'atomes dans l'état fondamental, le second celui dans les états excités. A T fixée et lorsque $z \to 1$, soit $\mu \to 0$, le premier terme diverge et le second prend sa valeur maximale. On peut montrer que ce dernier se trouve borné par la valeur $g_3(1) \left(\frac{k_B T}{\hbar\omega}\right)^3$, avec $g_3(1) \sim 1,202$, ce qui se traduit par une saturation de la population des états excités. Ceci montre que, à température T fixée, si le nombre d'atomes excède cette limite de saturation, les atomes en surnombre vont s'accumuler dans l'état fondamental. Une population macroscopique commence à se construire dans l'état fondamental : c'est la condensation de Bose-Einstein. On définit alors, pour un nombre d'atomes piégés N, la température critique de condensation T_{c} par

$$N = 1,202 \left(\frac{k_B T_{\mathrm{c}}}{\hbar\omega}\right)^3 \; . \tag{5.8}$$

Cette relation fixe le seuil de condensation puisque, pour un piège contenant N atomes, la condensation de Bose-Einstein se produit lorsque la température devient inférieure à T_{c}. Notons que, dans la suite, le potentiel de piégeage sera pris anisotrope tel que $U(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} m\omega_x^2 x^2 + \frac{1}{2} m\omega_y^2 y^2 + \frac{1}{2} m\omega_z^2 z^2$. Il suffit alors, dans 5.8, de remplacer ω par la moyenne géométrique des trois fréquences d'oscillation $\overline{\omega} = (\omega_x\, \omega_y\, \omega_z)^{1/3}$.

Par ailleurs, au seuil de condensation (c'est-à-dire dans la limite $\mu \sim 0$, soit $z \sim 1$), la relation 5.5 devient

$$n_0 \Lambda_{\mathrm{dB}}^3 \simeq g_{3/2}(1) \simeq 2,612 \; . \tag{5.9}$$

On retrouve le critère bien connu caractérisant la condensation de Bose-Einstein , indiquant que celle-ci se produit lorsque la longueur d'onde de de Broglie des atomes devient de l'ordre de la distance moyenne séparant deux atomes voisins.

5.1.2 Caractéristiques du nuage thermique

Le nuage thermique représente la partie non condensée des atomes piégés, c'est-à-dire les atomes occupant les états excités du piège. Les $N_{\rm th}$ atomes du nuage thermique se répartissent suivant une distribution de Bose à la température $T_{\rm th}$ avec $z \sim 1$. D'après 5.4, la densité spatiale $n_{\rm th}(\mathbf{r})$ dans le nuage thermique s'écrit

$$n_{\rm th}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\Lambda_{\rm dB}^3}\, g_{3/2}\left[e^{-U(\mathbf{r})/k_B T_{\rm th}}\right] , \tag{5.10}$$

ce qui s'approche d'une distribution gaussienne de demi-largeur à $\frac{1}{\sqrt{e}}$ égale à $\sigma_{{\rm th},i} = \sqrt{\frac{k_B T_{\rm th}}{m\omega_i^2}}$, avec $i = x, y, z$. D'autre part, du fait de la présence d'un condensat, les paramètres $N_{\rm th}$ et $T_{\rm th}$ du nuage thermique doivent vérifier la relation 5.8 fixant le seuil de condensation, soit

$$N_{\rm th} = 1,202 \left(\frac{k_B T_{\rm th}}{\hbar\overline{\omega}}\right)^3 . \tag{5.11}$$

5.1.3 Caractéristiques du condensat

Dans un potentiel de piégeage harmonique la condensation de Bose-Einstein se manifeste non seulement dans l'espace des vitesses, mais aussi dans l'espace réel, l'état fondamental de l'oscillateur harmonique étant l'état le moins étendu spatialement. La condensation va donc se traduire par l'apparition d'une double structure dans le nuage atomique, reflétant la superposition du condensat et du nuage thermique, plus étendu spatialement. En première approximation, la taille du condensat dans la direction i correspond donc à la taille moyenne de l'état fondamental $\sigma_{{\rm oh},i}$ de l'oscillateur harmonique, suivant cette même direction, donnée par

$$\sigma_{{\rm oh},i} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_i}} \ , \text{ avec } i = x, y, z \ . \tag{5.12}$$

Notons que, pour $\frac{\omega_i}{2\pi} \sim 1300$ Hz et $T_{\rm th} \sim 1\ \mu$K, le rapport des tailles $\frac{\sigma_{{\rm th},i}}{\sigma_{{\rm oh},i}}$ est de l'ordre de 4, montrant que le nuage thermique est environ 4 fois plus étendu que l'état fondamental du piège.

Jusqu'à présent, nous avons négligé les interactions entre atomes piégés. Mais à l'intérieur du condensat, les interactions modifient de manière non négligeable les caractéristiques de l'état fondamental du système, et donc la forme du condensat. Il faut donc en tenir compte dans l'étude du condensat. Au chapitre précédent, nous avons déjà introduit la longueur de diffusion a, caractérisant les collisions entre atomes au sein du nuage piégé. Le potentiel d'interaction $V_{\rm int}(\mathbf{r}')$ se modélise alors, avec $\mathbf{r}'$ la distance inter-atomique

($r' \gg a$), par

$$V_{\text{int}}(\mathbf{r}') = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m}\,\delta(\mathbf{r}') \ . \tag{5.13}$$

En supposant les atomes condensés tous décrits par la même fonction d'onde, on peut écrire l'équation de Schrödinger en tenant compte de l'énergie cinétique, potentielle et d'interaction des atomes. L'équation comporte un terme non-linéaire, dû au terme à deux corps traduisant les collisions entre atomes, et se nomme dans ce cas équation de Gross-Pitaevskii.

Dans la limite d'une interaction nulle entre atomes, l'énergie de l'état fondamental de l'oscillateur harmonique se répartit de façon égale entre énergie cinétique et énergie potentielle de piégeage. Sous l'effet des interactions ($a > 0$), il existe une répulsion entre atomes piégés qui tend à faire gonfler le condensat, ce qui a pour conséquence d'augmenter son énergie potentielle et donc diminuer son énergie cinétique. Dans le cas d'interactions suffisamment fortes, appelé régime de Thomas-Fermi, le terme d'énergie cinétique devient négligeable devant celui d'énergie potentielle dans l'équation de Gross-Pitaevskii. La résolution de cette équation fournit alors l'expression de l'énergie du fondamental, confondue avec le potentiel chimique μ_{bec} du nuage condensé contenant N_{bec} atomes :

$$\mu_{\text{bec}} = \frac{\hbar\overline{\omega}}{2}\left(15\,\frac{aN_{\text{bec}}}{\overline{\sigma}_{\text{oh}}}\right)^{2/5} \ , \tag{5.14}$$

où $\overline{\sigma}_{\text{oh}}$ représente la taille de l'état fondamental de l'oscillateur harmonique correspondant à la fréquence moyenne $\overline{\omega}$. La dimension du condensat $r_{\text{bec},i}$ dans la direction i s'écrit

$$r_{\text{bec},i} = \sqrt{\frac{2\,\mu_{\text{bec}}}{m\omega_i^2}} \ , \ \text{avec } i = x, y, z \ . \tag{5.15}$$

Rétrospectivement, on peut comparer l'énergie cinétique et l'énergie potentielle du condensat dans la direction i :

$$\frac{E_{\text{cin}}}{U} \sim \frac{\dfrac{1}{2}\dfrac{\hbar^2}{m r_{\text{bec},i}^2}}{\dfrac{1}{2}m\omega_i^2\, r_{\text{bec},i}^2} = \left(\frac{\sigma_{\text{oh},i}}{r_{\text{bec},i}}\right)^4 \ , \ \text{avec } i = x, y, z \ . \tag{5.16}$$

Ainsi la condition de validité de l'approximation de Thomas-Fermi s'écrit $\left(\dfrac{\sigma_{\text{oh},i}}{r_{\text{bec},i}}\right)^4 \ll 1$, ce qui est moins restrictif que simplement écrire que l'extension spatiale du condensat est plus importante que celle de l'état fondamental sans interactions, à savoir $\frac{\sigma_{\text{oh},i}}{r_{\text{bec},i}} \ll 1$.

La densité spatiale du condensat $n_{\text{bec}}(\mathbf{r})$ s'obtient à partir de l'équation de Gross-Pitaevskii dans le régime de Thomas-Fermi :

$$n_{\text{bec}}(\mathbf{r}) = \frac{m}{4\pi\hbar^2 a}\ \max\left[\Big(\mu_{\text{bec}} - U(\mathbf{r})\Big),\ 0\right] \ , \tag{5.17}$$

ce qui donne en fonction de la taille du condensat

$$n_{\mathrm{bec}}(\mathbf{r}) = \frac{15}{8\pi} \frac{N_{\mathrm{bec}}}{r_{\mathrm{bec},x}\, r_{\mathrm{bec},y}\, r_{\mathrm{bec},z}} \max\left[\left(1 - \frac{x^2}{r_{\mathrm{bec},x}^2} - \frac{y^2}{r_{\mathrm{bec},y}^2} - \frac{z^2}{r_{\mathrm{bec},z}^2}\right), 0\right] . \quad (5.18)$$

Dans chaque direction i, le condensat a donc la forme d'une parabole inversée, maximale à l'origine et s'annulant au-delà de $r_{\mathrm{bec},i}$.

5.2 Refroidissement évaporatif du nuage piégé

Comme rappelé par la formule 5.9, le paramètre de dégénérescence doit être de l'ordre de l'unité pour atteindre la condensation de Bose-Einstein. Nous avons vu, au chapitre 2, qu'à la fin de la phase de compression du piège magnétique, utilisée pour augmenter le taux de collisions élastiques entre atomes piégés, le paramètre de dégénérescence ne vaut que $\rho_{\mathrm{deg}} \sim 3 \times 10^{-8}$. Il faut donc gagner huit ordres de grandeur pour espérer former un condensat. La méthode la plus répandue à ce jour consiste à évacuer sélectivement du piège magnétique les atomes les plus énergétiques, afin de diminuer la température du nuage atomique restant piégé. Cette phase de refroidissement évaporatif est réalisée en appliquant une onde radio-fréquence au piège afin de le tronquer en énergie. On parle d'évaporation par radio-fréquence, processus décrit dans cette partie. La forme de la rampe RF adoptée est discutée, en confrontant théorie et réalisation pratique. Dans la suite, l'observation de l'allure des signaux détectés sur le MCP montre le refroidissement du nuage atomique piégé et l'apparition d'un condensat de Bose-Einstein.

5.2.1 Principe

L'évaporation consiste en une élimination sélective d'atomes ayant une énergie totale supérieure à l'énergie moyenne d'un atome dans le piège. Ainsi, après rethermalisation, les atomes restants voient leur énergie diminuer, ce qui signifie que la température du système a diminué. L'évaporation s'effectue en tronquant le piège magnétique par un couteau RF. En effet on a montré au chapitre 3, sous l'hypothèse d'un mouvement des atomes suffisamment ergodique, qu'une onde RF de fréquence ν_{RF} limite la profondeur du potentiel de piégeage et réalise ainsi une troncature de la distribution en énergie dans le piège à l'énergie $\eta k_B T = h\nu_{\mathrm{RF}} - 2\mu_B B_0$. Les collisions élastiques entre atomes restant piégés assurent la thermalisation du système. Au cours d'une telle collision entre deux particules piégées, l'une d'entre elles peut gagner assez d'énergie pour passer au-dessus du couteau RF et ainsi être éjectée du piège. L'énergie totale des deux particules restant constante, l'autre au contraire perd de l'énergie.

Le refroidissement évaporatif permet donc d'abaisser la température du nuage atomique piégé au prix d'une perte d'atomes. Théoriquement, le processus de refroidissement évaporatif se révèle d'autant plus efficace que le couteau RF est placé haut, c'est-à-dire

que le paramètre de troncature η est choisi grand. En effet, dans ce cas, on atteint la condensation de Bose-Einstein en perdant peu d'atomes tout en refroidissant efficacement l'échantillon atomique. Cependant, l'évaporation se déroule alors très lentement, nécessitant une longue durée d'application. En pratique, il faut tenir compte des divers processus de pertes présents dans le système et non-sélectifs en énergie, comme les collisions sur le gaz résiduel, et qui limitent le temps disponible pour effectuer l'évaporation. On choisit en général $5 < \eta < 7$, ce qui constitue un bon compromis entre vitesse et efficacité du refroidissement [37].

Au fur et à mesure du déroulement du refroidissement, à fréquence du couteau RF fixée, le paramètre η augmente, ralentissant l'évaporation. Pour éviter cela, on force l'évaporation en baissant progressivement la fréquence de troncature de façon à conserver η entre 5 et 7. Cette évaporation forcée entraîne la croissance de la vitesse de thermalisation, et donc de l'évaporation, au fil du refroidissement. Dans ce régime, lorsque la température diminue, la concentration des atomes au centre du piège compense largement la perte d'atomes. Au fil de l'évaporation, le paramètre de dégénérescence et le taux de collisions élastiques augmentent jusqu'à la condensation de Bose-Einstein cherchée. L'évaporation se révèle particulièrement efficace lorsque le taux de collisions élastiques augmente si rapidement qu'il tend à diverger vers l'infini. On parle alors de régime d'emballement.

5.2.2 Choix de la rampe RF

Pratiquement, l'évaporation forcée est réalisée en abaissant la fréquence du couteau RF au cours du refroidissement selon plusieurs lois linéaires, appelées rampes, de plus en plus lentes. Un bon choix des variations de la fréquence de troncature doit permettre d'optimiser le temps nécessaire à la formation du condensat et éviter des pertes atomiques trop importantes.

5.2.2.1 Modèle théorique

Pour essayer de déterminer la forme optimale à donner à la fréquence de l'onde RF en fonction du temps, une modélisation du problème a été effectuée, inspirée par [37, 62]. Ce paragraphe présente rapidement la méthode employée et donne une idée générale du résultat ainsi que les limites d'un tel modèle. Cette partie théorique est mentionnée à titre indicatif puisque c'est surtout la réponse expérimentale qui importe.

Le modèle décrit les variations du nombre d'atomes piégés et de l'énergie totale du nuage sous l'effet de l'évaporation et des autres pertes intervenant dans le système. Les différents termes modifiant ces 2 grandeurs physiques étudiées sont les pertes induites par les collisions élastiques, celles dues aux collisions sur le gaz résiduel et celles de déversement simplement entraînées par la troncature du potentiel de piégeage par le couteau RF. On suppose que les variations de ces grandeurs s'effectuent lentement à l'échelle du temps de thermalisation afin que l'échantillon atomique piégé atteigne à chaque instant un état de

quasi-équilibre. De plus, afin de simplifier les équations, on considère que l'évaporation se déroule à η constant. On obtient ainsi un système d'équations différentielles faisant intervenir le nombre d'atomes et la température. La résolution de ce système donne accès à l'évolution, en fonction du temps, du nombre d'atomes restant dans le piège et de leur température. On en déduit l'évolution du paramètre de dégénérescence, que l'on compare à la valeur clé 2,612 pour savoir si la condensation de Bose-Einstein se produit au cours de l'évaporation ou non.

Le modèle est appliqué à nos conditions expérimentales, à savoir à un piège magnétique comprimé avec $B_0 = 0,3$ G, contenant 10^8 atomes à la température de 1 mK, de durée de vie 50 s, et en prenant une longueur de diffusion de $\sim$ 16 nm. Un paramètre de troncature η de l'ordre de 6 prédit alors de condenser au bout de 15 s d'évaporation environ. Néanmoins le paragraphe suivant montre qu'expérimentalement il faut beaucoup plus de temps pour atteindre la condensation de Bose-Einstein, ce qui n'est pas étonnant, le modèle développé donnant des résultats plutôt optimistes. D'une part, le modèle ne prend pas en compte d'éventuelles pertes à 2 et 3 corps, qui pourraient diminuer l'efficacité du refroidissement. D'autre part, la modélisation suppose une interaction immédiate entre l'onde RF et les atomes du piège, à savoir que le couteau RF agit instantanément sur la distribution en énergie dans le piège magnétique. Or, les chapitres 3 et 4 ont montré qu'expérimentalement le temps d'interaction des atomes avec l'onde RF est de l'ordre de la seconde. Cela peut imposer, en réalité, de décroître très lentement la fréquence de l'onde RF pour assurer une réelle interaction avec les atomes, et donc rallonger le temps nécessaire au refroidissement évaporatif. Enfin, nous verrons qu'en fin d'évaporation le nuage devient collisionnellement épais, à savoir que le taux de collisions élastiques devient grand devant les fréquences d'oscillation des atomes dans le piège. Dans ce régime, appelé régime hydrodynamique, un atome ayant subi une première collision élastique le rendant susceptible d'être expulsé hors du piège peut rentrer en collision avec un autre atome avant même d'être éjecté, ce qui peut diminuer l'efficacité d'évaporation [7, 75]. L'ensemble de ces remarques met donc en avant la difficulté de réaliser un modèle réaliste du refroidissement évaporatif et souligne l'aspect optimiste du résultat obtenu par notre modèle.

5.2.2.2 Réalisation expérimentale

Le dispositif servant à créer l'onde RF est le même que celui décrit en 3.1.2. On sait que la fréquence du couteau RF doit décroître d'environ 130 MHz, correspondant à $\eta \sim 6$, jusqu'à une fréquence légèrement supérieure à celle correspondant au fond du potentiel de piégeage, à savoir $(2\mu_B B_0)/h = 850$ kHz. Après quelques tests expérimentaux préliminaires, nous avons choisi de découper en 4 segments linéaires la décroissance de la fréquence de l'onde RF, passant par 75, 40, 2 et 1 MHz. La pente de chaque segment est fixée expérimentalement de manière à maintenir, dans la mesure du possible, le paramètre de troncature η à peu près constant. Par exemple, le premier segment est choisi décrois-

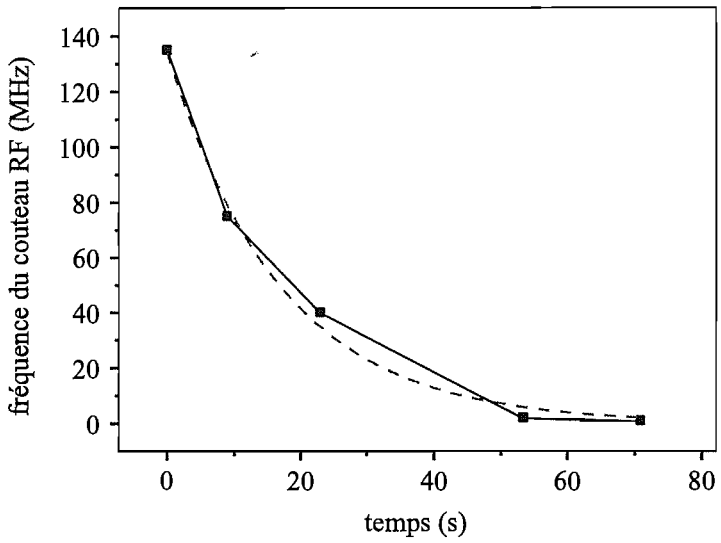


FIG. 5.1 – *Décroissance de la fréquence du couteau RF en fonction du temps et servant à forcer l'évaporation. Elle se décompose en 4 segments linéaires. La pente de chaque segment est fixée expérimentalement de sorte à maintenir, dans la mesure du possible, le paramètre de troncature η à peu près constant. L'ensemble des rampes se trouve bien approché par une exponentielle décroissante de constante de temps égale à 17 s, représentée en trait pointillé sur la figure. L'ensemble des résultats concernant les 4 segments est consigné dans le tableau 5.1 ci-dessous.*

segment	fréquence finale (MHz)	durée (s)	température atteinte (μK)	paramètre η
n ° 1	75	9	550	6,5
n ° 2	40	14	350	5,4
n ° 3	2	30	12	4,6
n ° 4	1	17	1	7,7

TAB. 5.1 – *Tableau résumant les résultats obtenus en découpant la décroissance de la fréquence de l'onde RF, servant au refroidissement évaporatif, en 4 segments linéaires. Pour chaque segment, la fréquence d'arrivée, la durée, la température finale atteinte et le paramètre de troncature η correspondant se trouvent consignés. La fréquence de départ du premier segment vaut 135 MHz, ce qui donne $\eta = 6,5$ avec un échantillon atomique à 1 mK.*

sant de 135 MHz à 75 MHz. Un couteau RF placé à $\nu_{\mathrm{RF}} = 135$ MHz sur un nuage à $T = 1$ mK correspond à $\eta = (h\nu_{\mathrm{RF}} - 2\mu_B B_0)/k_B T = 6,5$. Ayant fixé la fréquence d'arrivée du segment à 75 MHz, il faut refroidir l'échantillon atomique jusqu'à 550 μK pour retrouver $\eta = 6,5$. On ajuste la durée du segment, c'est-à-dire la vitesse de décroissance de la fréquence du couteau de 135 à 75 MHz, pour obtenir un nuage à cette température. Un temps de 9 s s'avère nécessaire pour refroidir le nuage jusqu'à 550 μK. On détermine de la même manière les autres segments. L'allure des signaux observés sur le MCP après chaque segment de décroissance de la fréquence est représentée sur la figure 5.2, qui sera commentée au paragraphe suivant.

L'ensemble des résultats concernant les 4 segments, à savoir la fréquence d'arrivée, la durée, la température finale et le paramètre de troncature η, est consigné dans le tableau 5.1. Le paramètre η diminue légèrement au cours de l'évaporation car il nous a fallu trouver un compromis entre la température du nuage et la durée du segment qui, choisie trop longue, entraîne des pertes d'atomes importantes. La figure 5.1 illustre l'allure de la décroissance de la fréquence du couteau RF. Celle-ci se trouve bien approchée par une décroissance exponentielle de constante de temps égale à 17 s. Dans ces conditions, il faut appliquer la phase de refroidissement évaporatif au nuage piégé pendant ~ 70 s avant de former un condensat. Cette durée se révèle longue devant les 15 secondes prédites par nos simulations, mais pour les raisons déjà expliquées, cela paraît acceptable. Une fois le condensat obtenu, différentes études des rampes RF nous ont permis de raccourcir la durée totale de l'ensemble de la décroissance de la fréquence de troncature de 70 à 50 s, avec les mêmes fréquences initiales et finales pour les 4 segments.

5.2.3 Evolution des signaux détectés

En coupant le piège magnétique à différents moments du processus de refroidissement évaporatif, les signaux de temps de vol détectés sur le MCP permettent d'étudier l'évolution de la température et du nombre d'atomes dans le piège, en particulier après chaque rampe de fréquence et près du seuil de condensation.

5.2.3.1 Observation de l'évaporation

La figure 5.2 montre l'allure des signaux observés sur le MCP après chaque segment de décroissance de la fréquence. Sous l'effet de l'évaporation, les temps de vol observés reflètent un nuage atomique de plus en plus froid et contenant de moins en moins d'atomes. Pour expliquer l'allure des signaux, rappelons que, suivant la température T du nuage atomique, la gravité modifie plus ou moins les signaux de temps de vol. Il faut comparer l'énergie cinétique $k_B T$ du nuage à l'énergie mgh acquise par les atomes durant leur chute dans le champ de gravité, $h \sim 5$ cm représentant la distance entre le centre du piège et le MCP. Ces deux énergies sont égales pour une température des atomes de 240 μK. Au début de l'évaporation, la température du nuage piégé est de l'ordre du millikelvin et

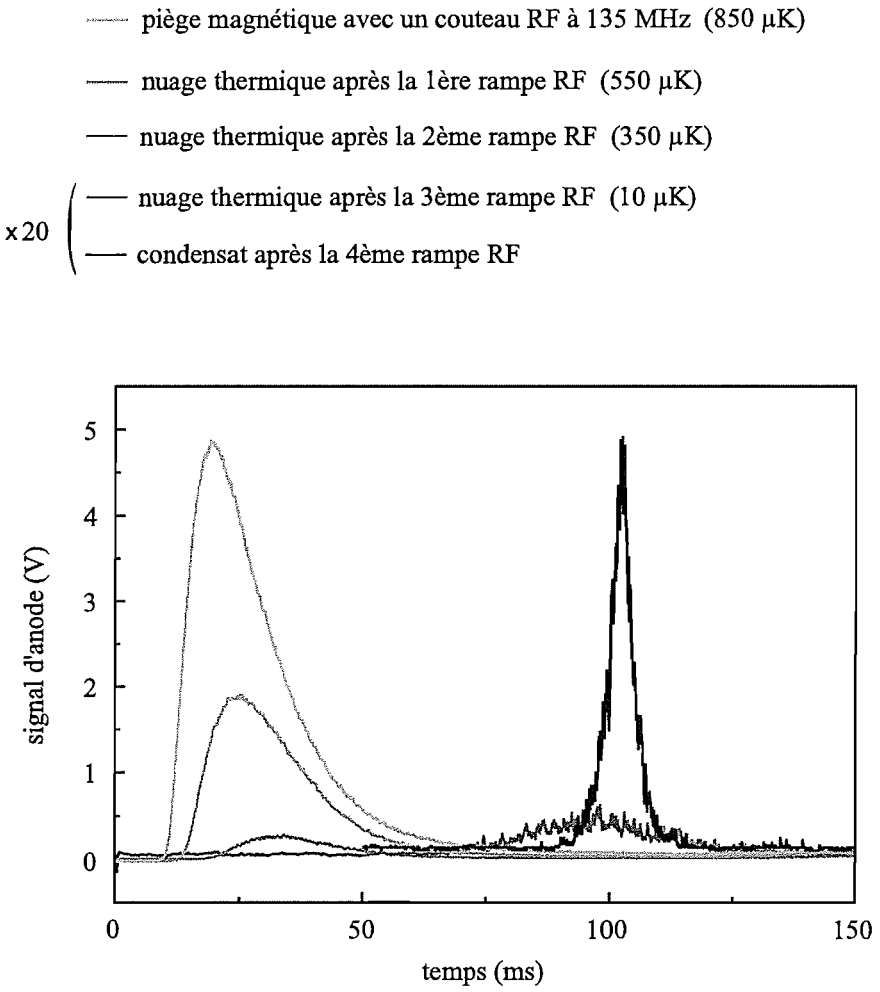


FIG. 5.2 – *Temps de vol du piège récoltés sur le MCP, en fonction du temps après la coupure du piège magnétique, et à différents stades du refroidissement évaporatif. Plus le signal est représenté avec une couleur foncée, plus il correspond à un temps de vol effectué tard dans l'évaporation et donc plus il indique un nuage atomique froid. L'échelle verticale des deux derniers signaux est multipliée par un facteur 20.*

l'effet de la gravité s'avère négligeable. A la coupure du piège, le nuage explose, les atomes se propageant de manière isotrope dans l'espace du fait de leur température initiale. La fraction d'atomes récoltée sur le MCP ne représente alors que 0,5 % du nombre d'atomes initialement piégés, avec un temps de chute après coupure du piège de l'ordre de 20 ms. Dans le régime où la gravité est négligeable, plus les atomes sont froids, plus ils arrivent en retard par rapport à l'instant de coupure du piège et plus le spectre du temps de vol se trouve élargi temporellement. On observe bien, sur la figure 5.2, la signature du refroidissement par le décalage du temps d'arrivée des atomes, de plus en plus grand, et par l'élargissement des signaux. On remarque aussi qu'à cause de la perte d'atomes au fur et à mesure de l'évaporation, l'amplitude des signaux détectés diminue. Ainsi, entre 200 et 50 μK, pratiquement aucun signal n'est détecté sur le MCP.

A partir de températures inférieures, la gravité intervient en entraînant les atomes préférentiellement vers le bas. L'efficacité de collection des atomes s'en trouve largement améliorée, ce qui explique le signal détecté sur le MCP à la fin de la troisième rampe pour un nuage atomique à 10 μK, visible malgré le nombre d'atomes piégés toujours décroissant du fait de l'évaporation. En fin d'application du refroidissement évaporatif le nuage atomique, proche de la condensation de Bose-Einstein, a une température de l'ordre de 1 μK. Dans ce cas, la gravité gouverne complètement la chute des atomes. La plupart des atomes du piège sont récoltés sur le MCP, avec un temps de chute de $\sqrt{\frac{2h}{g}} \simeq 100$ ms. A titre d'exemple, on en récolte 71 % à 1 μK, 92 % à 500 nK et 100 % à 100 nK. Le signal détecté a l'allure d'une gaussienne, d'autant plus étroite que les atomes sont froids. La présence d'un condensat est caractérisée par la présence d'un pic très étroit au sommet de la gaussienne, comme le montre la figure 5.2.

Avant de passer au paragraphe suivant, décrivant plus en détail l'allure des signaux observés autour de la transition de Bose-Einstein, on peut remarquer qu'aucun nombre d'atomes n'a été mentionné et que seule la température est donnée. En effet, nous avons déjà souligné, au paragraphe 2.3.3, que la façon dont se coupent les champs magnétiques influence le nombre d'atomes effectivement récoltés sur le MCP. Nous verrons au cours de la partie 5.3 que cet effet se révèle d'autant plus violent que les atomes sont froids. A 1 μK par exemple, nous estimerons qu'au lieu de récolter tous les atomes, seuls un peu plus de 10 % d'entre eux atteignent en réalité le détecteur. Comme la température du nuage piégé varie de 1 mK à 1 μK au cours de la phase de refroidissement évaporatif, l'effet de la coupure des champs sur le nombre d'atomes détectés varie également, passant de peu d'influence à 1 mK jusqu'à réduire de presque 90 % ce nombre à 1 μK. Il s'avère donc très difficile de déduire un chiffre sur le nombre d'atomes piégés à partir des signaux de la figure 5.2. On ne peut donc rien dire non plus sur la valeur du taux de collisions élastiques et du paramètre de dégénérescence. Notons enfin que ce phénomène, comme les pertes par évaporation, réduit de plus en plus le nombre d'atomes détectés au fur et à mesure du refroidissement. Heureusement, l'efficacité de détection ne faisant qu'augmenter, cela permet de compenser

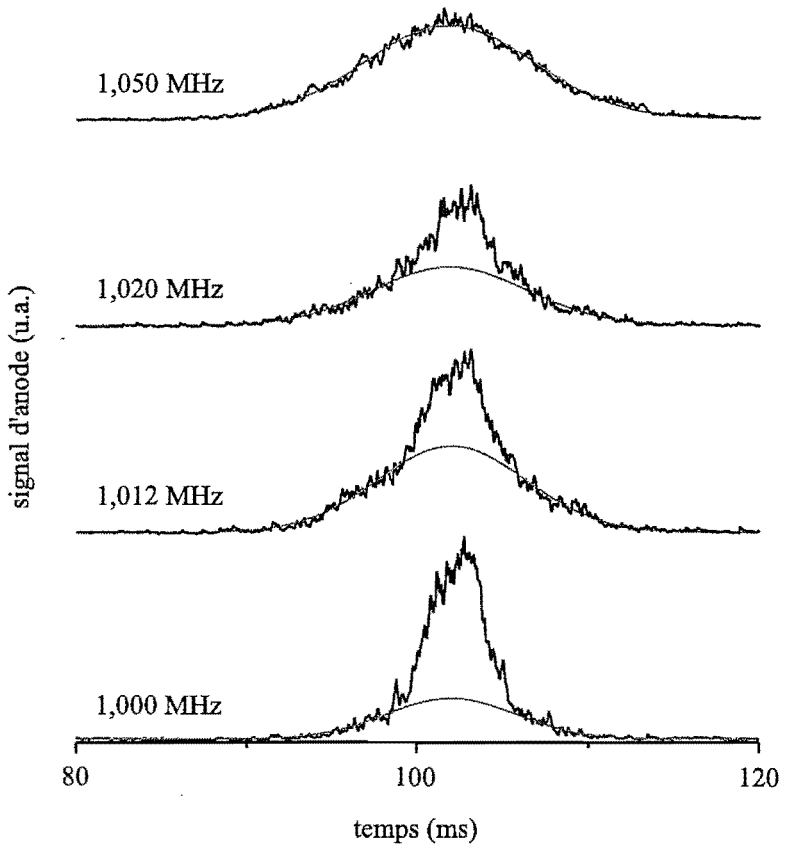


FIG. 5.3 – *Allure des signaux de temps de vol observés sur le MCP pour différentes fréquences du couteau RF en fin d'évaporation choisies proches de la valeur de 850 kHz correspondant au biais. A 1,050 MHz, le signal observé a une allure gaussienne traduisant la présence d'un simple nuage thermique dans le piège. Puis, à partir de 1,020 MHz, la température du nuage atomique diminue. Les signaux observés présentent alors un pic étroit, dû aux atomes de la partie condensée, au centre d'une distribution plus large ajustable par une gaussienne et due aux atomes du nuage thermique. Cette double structure est la signature typique de la condensation de Bose-Einstein. En continuant d'abaisser la fréquence finale d'évaporation, la fraction d'atomes dans le condensat augmente (20, 30 et 60 % sur la figure) tandis que celle du nuage thermique diminue. On en déduit une valeur typique de la température critique T_c, correspondant au seuil de condensation, $T_c \sim 700$ nK.*

ces pertes et de rendre possible l'observation de signaux en fin d'évaporation.

5.2.3.2 Seuil de condensation

Le biais du piège magnétique étant stabilisé comme expliqué en 2.3.2.1, il est possible d'étudier plus précisément le seuil de condensation. Pour cela, on ajuste la fréquence finale de la dernière rampe fixant la fréquence du couteau RF plus finement autour du fond du piège. La figure 5.3 représente l'allure des signaux observés sur MCP pour des fréquences de plus en plus proches de 850 kHz correspondant au biais. Dans le cas d'une fréquence élevée en fin d'évaporation, l'allure gaussienne des signaux détectés traduit la présence d'un simple nuage thermique dans le piège. Puis, lorsque la fréquence finale est abaissée (à 1,020 MHz par exemple), la température du nuage atomique diminue et les signaux observés présentent un pic étroit, dû aux atomes de la partie condensée, au centre d'une distribution plus large, bien approximée par une gaussienne et due aux atomes du nuage thermique. Cette double structure est la signature typique de la condensation de Bose-Einstein. En continuant d'abaisser la fréquence finale d'évaporation, la fraction d'atomes dans le condensat augmente tandis que celle du nuage thermique diminue. Pour une fréquence très légèrement supérieure au biais, le condensat formé est presque pur, c'est-à-dire non accompagné d'un nuage thermique. Enfin, pour une fréquence égale à 850 kHz, le signal disparaît puisqu'on vide entièrement le piège. A partir de cette étude, on déduit une valeur de la température critique T_c, à savoir la température typique correspondant au seuil de condensation pour un nombre d'atomes dans le piège typique. On obtient $T_c \sim 700$ nK.

5.3 Particularités liées à la coupure des champs magnétiques

Cette partie met en évidence l'influence de la coupure des champs magnétiques sur les signaux observés sur le MCP. Après avoir souligné une incohérence dans les résultats déduits de l'exploitation des signaux observés sur le MCP, une explication est avancée, confirmée par les résultats expérimentaux fournis par deux méthodes indépendantes.

5.3.1 Mise en évidence du problème

Une analyse rapide des premiers signaux de temps de vol du piège en présence d'un condensat donne des résultats apparemment incohérents. La méthode d'analyse consiste à ajuster les signaux reçus sur le MCP afin d'en déduire les caractéristiques du nuage atomique piégé ; elle sera expliquée au cours de la prochaine partie et appliquée à l'ensemble des signaux observés afin d'obtenir des résultats statistiques.

A partir du signal représenté sur la figure 5.3 correspondant à une fréquence finale de 1,000 MHz, on déduit que le nuage thermique se compose de $N_{\text{th}} = 4800$ atomes à la température $T_{\text{th}} = 650$ nK, et que le condensat contient $N_{\text{bec}} = 5900$ atomes et possède le potentiel chimique, exprimé en Kelvin, de $\mu_{\text{bec}} = 330$ nK. D'une part, la partie condensée

doit vérifier l'équation 5.14. La valeur théorique $\overline{\omega} = 2\pi(50 \times 1300^2)^{1/3} \sim 2750$ rad/s fournit la valeur du produit $a\,N_{\rm bec} = 8,7 \times 10^5$ at.nm. En remplaçant par la valeur de $N_{\rm bec}$ mesurée, cela donne une longueur de diffusion a de l'ordre de 150 nm. Cette valeur s'avère beaucoup trop élevée et contradictoire avec le fait de pouvoir garder le condensat dans le piège pendant quelques secondes (voir paragraphe 5.5). En effet, avec une telle valeur, les collisions à 3 corps, dont le taux est de l'ordre de a^4 [39, 38], détruiraient quasi-instantanément le condensat. En imposant dans le produit $a\,N_{\rm bec}$ la longueur de diffusion plus raisonnable de $a = 16$ nm, on déduit un nombre d'atomes dans le condensat de l'ordre de 54400, soit presque 10 fois supérieur à celui réellement mesuré à partir des temps de vol détectés sur le MCP. D'autre part, la partie thermique doit vérifier la formule du seuil de condensation 5.11. A partir de la température mesurée $T_{\rm th}$, on en déduit un nombre d'atomes thermiques d'environ $N_{\rm th} = 35200$ atomes, ce qui s'avère 7,5 fois trop grand par rapport à la valeur de $N_{\rm th}$ effectivement mesurée.

Dans le cas du nuage thermique comme dans celui du condensat, le nombre d'atomes mesuré à partir du temps de vol observé sur le MCP semble donc trop faible de presqu'un ordre de grandeur par rapport à la valeur théoriquement attendue. En faisant confiance aux valeurs de $T_{\rm th}$ et $\mu_{\rm bec}$ mesurées ainsi qu'à celle théorique de $\overline{\omega}$, notre analyse expérimentale sous-estime le nombre d'atomes piégés de pratiquement un ordre de grandeur. En fait, cette découverte ne nous a qu'à moitié étonnés et peut facilement s'expliquer par l'allure de décroissance des champs magnétiques à la coupure du piège. Pour mesurer le nombre d'atomes et leur température dans le piège magnétique, on coupe le piège et on analyse le signal de temps de vol alors récolté sur le MCP. Dans le cas d'atomes très froids, avec donc une énergie cinétique initiale très faible, la présence d'un gradient de champ magnétique horizontal de seulement $b' = 50$ mG/cm, pendant la chute des atomes dans le champ de gravité après la coupure du piège, provoque une déviation suffisante pour empêcher les atomes d'atteindre le MCP. Ce gradient s'obtient en écrivant simplement $\rho = \frac{1}{2}\frac{2\mu_B b'}{m}\frac{2h}{g}$, où $\rho = 7,25$ mm représente le rayon de la galette et $h = 51$ mm la distance séparant le centre du piège du MCP. Cette valeur de gradient de champ magnétique s'avère très faible. Or l'étude de la décroissance des champs magnétiques en 3.3.2 a montré la présence de champs très importants à la coupure du piège, en particulier dans le cas d'un piège très comprimé. Ces forts champs magnétiques pourraient donc fortement influencer la trajectoire des atomes lors de leur chute vers le MCP, et dévier suffisamment une partie des atomes pour les empêcher de frapper la galette. A ce problème s'ajoute la présence des courants de Foucault, générés à la coupure du piège, qui impose une décroissance lente des champs magnétiques, de l'ordre de la milliseconde. Rappelons que notre analyse des temps de vol repose sur l'hypothèse d'une coupure du piège brutale, rapide devant les fréquences d'oscillation des atomes dans le piège, ce qui implique un temps de coupure inférieur à 100 μs. Ainsi, les courants de Foucault, ralentissant la coupure des champs magnétiques, pourraient également venir perturber l'allure des temps de vol observés sur le MCP.

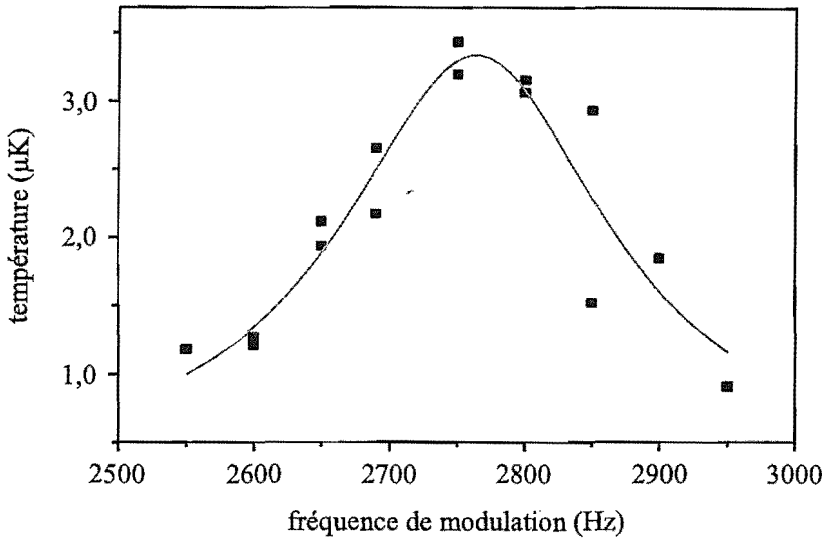


FIG. 5.4 – *Température du nuage atomique piégé en fonction de la fréquence de modulation ν_{bob} appliquée au piège. Le nuage, à 1 μK normalement, subit un chauffage de quelques microkelvins pour des fréquences de l'ordre de 2700 à 2800 Hz. Ce chauffage traduit une résonance paramétrique due à une agitation des atomes piégés à deux fois leur fréquence d'oscillation normale. Les points expérimentaux de la résonance sont bien ajustés par une lorentzienne (courbe grise) maximale pour 2760 Hz. La fréquence d'oscillation déduite vaut donc $\omega_{x,y}/2\pi = 2760/2 = 1380$ Hz.*

Avant de tester si l'allure de la décroissance des champs est bien responsable du faible nombre d'atomes détectés, on effectue une mesure préliminaire des fréquences d'oscillation afin de s'assurer que la valeur calculée de $\overline{\omega}$ correspond bien à la réalité.

5.3.2 Mesure de la fréquence d'oscillation

Théoriquement la valeur des fréquences d'oscillation s'exprime en fonction des paramètres du piège magnétique selon :

$$\omega_{x,y} = \sqrt{\frac{4\mu_B}{m}\left(\frac{B'^2}{2B_0} - \frac{B''}{2}\right)} \sim \sqrt{\frac{4\mu_B}{m}\frac{B'^2}{2B_0}}\ , \text{ et } \omega_z = \sqrt{\frac{4\mu_B}{m}B''}\ . \qquad (5.19)$$

Avec $B_0 = 0,3$ G, $B' = 85$ G/cm et $B'' = 20$ G/cm^2, on obtient les valeurs numériques $\omega_{x,y}/2\pi = 1300$ Hz et $\omega_z/2\pi = 50$ Hz.

Expérimentalement, on utilise le chauffage paramétrique pour déterminer les fréquences d'oscillation. Pour mesurer la fréquence élevée, une paire de bobines annexes en configuration Helmholtz et d'axe parallèle à la direction (Oz) du biais est alimentée par un courant modulé sinusoïdalement à la fréquence ν_{bob} autour de la valeur nulle. Ceci crée une modulation du biais d'une centaine de mG à ν_{bob} autour de la valeur centrale 0,3 G, et donc les fréquences d'oscillation suivant (Ox) et (Oy) se trouvent modulées à ν_{bob} également.

On étudie la température, déduite de mesure de temps de vol sur le MCP, d'un nuage atomique froid à 1 μK pour différentes valeurs de la fréquence de modulation ν_{bob} appliquées au piège. La modulation est appliquée pendant au plus quelques dizaines de ms. Il apparaît un chauffage de quelques microkelvins autour de la fréquence $\nu_{\mathrm{bob}} = 2760$ Hz, comme représenté sur la figure 5.4. Ce chauffage traduit une résonance paramétrique due à une agitation des atomes piégés à deux fois leur fréquence d'oscillation normale [76, 77]. Ainsi, expérimentalement, on mesure $\omega_{x,y}/2\pi = \nu_{\mathrm{bob}}/2 = 1380$ Hz, correspondant à 5 % près à la valeur théorique attendue. C'est cette valeur expérimentale qui sera désormais choisie pour les applications numériques.

Nous avons tenté, sans réel succès, de mesurer la fréquence d'oscillation basse. Un petit effet de chauffage a été observé autour de 100 Hz, mais mesurer une fréquence aussi basse s'avère difficile à cause de la présence de nombreux signaux parasites. Néanmoins la connaissance de la fréquence basse s'avère moins importante que celle de la fréquence haute, puisqu'elle n'intervient que dans une seule direction alors que la haute se manifeste suivant deux axes. Ainsi, la valeur de $\overline{\omega}$ mesurée correspond bien à celle attendue théoriquement, et l'incohérence mise en évidence auparavant semble donc bien due à une erreur sur le nombre d'atomes mesuré expérimentalement.

5.3.3 Ajout d'un gradient de champ magnétique à la coupure

Précédemment, nous avons invoqué les différents problèmes concernant la décroissance des champs à la coupure du piège magnétique pour expliquer l'erreur commise sur nos mesures du nombre d'atomes piégés par temps de vol sur le MCP. Cette partie développe ce point en décrivant le scénario envisagé pour expliquer nos mesures, puis présente les résultats de l'expérience réalisée afin de tester notre explication. La partie suivante décrira une deuxième expérience complémentaire également réalisée dans ce but.

5.3.3.1 Scénario

Notre interprétation repose sur les mesures de décroissance des champs magnétiques à la coupure du piège, effectuées en déterminant le désaccord de la sonde permettant d'interagir avec les atomes, décrites en 3.3.2. La figure 3.8 montre que, à la coupure du piège magnétique très comprimé, le biais passe par 0 en moins de 10 μs, atteint -150 G en 150 μs environ, puis s'annule au bout de 2 ms. Lorsque la valeur du biais change de signe, une partie des atomes, initialement piégés, n'arrive plus à suivre le champ magnétique ; leur spin ne suit plus la direction du champ, et se retrouve dans le sous-niveau Zeeman $m_J = 0$ insensible à tout champ magnétique. On suppose qu'ensuite, ces atomes restent adiabatiquement dans ce sous-niveau, les champs résiduels, à ce moment là, s'avérant plus faibles et avec des variations lentes. Ces atomes chutent donc librement dans le champ de pesanteur sans subir d'effet quelconque dû à des champs magnétiques résiduels. A l'inverse, les atomes n'ayant pas été transférés dans $m_J = 0$ subissent des forces importantes causées

par les forts gradients présents juste après la coupure du piège, et leur trajectoire s'en trouve fortement modifiée. Notre scénario consiste à affirmer qu'en fait de tels atomes, trop perturbés, n'atteindront pas la surface sensible du MCP et que seuls ceux dans $m_J = 0$ seront détectés.

On peut approfondir ce scénario en détaillant deux déroulements envisageables, suivant la composante transverse du champ magnétique à la coupure. Le premier déroulement concerne le cas où la composante transverse du champ à la coupure est suffisamment faible devant celle longitudinale suivant (Oz) pour être traitée de manière perturbative. Dans ce cas, le champ magnétique total, identifiable au champ suivant (Oz), se retourne brusquement au moment de la coupure, c'est-à-dire que le champ s'annule et change de sens. De ce fait les spins de très peu d'atomes arrivent à suivre le champ. Initialement dans le sous-niveau Zeeman $m_J = +1$, les atomes se retrouvent principalement dans $m_J = -1$ après retournement du champ. Une partie des atomes peut néanmoins passer dans le sous-niveau $m_J = 0$ sous l'effet du champ transverse. Le deuxième déroulement concerne le cas inverse, à savoir celui où la composante transverse du champ magnétique à la coupure est importante et non négligeable devant celle longitudinale. Dans ce cas, le champ total, au moment où sa composante longitudinale change de signe, ne s'annule pas. Le champ total effectue une rotation. Le champ ne s'annulant pas, la plupart des spins atomiques suivent adiabatiquement le champ et tournent avec lui. Les atomes restent donc en grande majorité dans le sous-niveau $m_J = +1$. Cependant, la rotation s'effectuant rapidement, une partie des atomes peut se retrouver dans $m_J = 0$ à cause d'un défaut d'adiabaticité. Enfin dans les deux cas, seuls les atomes ayant été transférés dans $m_J = 0$, donc insensibles à tout champ magnétique, peuvent être détectés. Les autres se trouvent déviés par la présence des champs magnétiques au cours de leur chute, après la coupure du piège, et n'atteignent donc pas le MCP.

Les deux déroulements possibles du scénario expliquent pourquoi le nombre d'atomes mesuré, déduit des temps de vol du piège détectés sur le MCP, s'avère trop faible de presqu'un ordre de grandeur par rapport à la valeur attendue. Pour valider notre scénario, deux expériences ont été effectuées : l'une permet de modifier la trajectoire des atomes toujours sensibles aux champs magnétiques après la coupure du piège, afin de pouvoir les faire atteindre le MCP ; l'autre, présentée plus loin, mesure le nombre d'atomes présents dans le piège magnétique sans qu'il soit nécessaire de couper le piège. Nous verrons qu'un des deux déroulements expliqués précédemment pourra alors être privilégié par rapport à l'autre.

Notons que ce qui se passe à la coupure, au lieu d'être considéré comme un problème, se présente comme un atout présentant deux avantages. D'une part, le transfert vers $m_J = 0$ d'une partie des atomes s'effectue au moment de l'annulation de la composante suivant (Oz) du champ, soit seulement 10 μs après l'instruction de coupure du piège. Vis-à-vis des atomes passés dans le sous-niveau $m_J = 0$, cela équivaut donc à couper le champ

de piégeage en 10 μs, puisqu'après ces atomes sont insensibles à tout champ magnétique. Nous avons vu qu'un temps de coupure inférieur à 100 μs était nécessaire pour ne pas perturber les caractéristiques du nuage atomique à la coupure. Cette condition, non triviale à respecter, se trouve donc automatiquement vérifiée pour les atomes passant dans le sous-niveau $m_J = 0$ et qui sont ceux détectés. D'autre part, le fait de ne détecter que des atomes dans $m_J = 0$ permet d'avoir confiance en la température mesurée puisqu'ils ne peuvent pas être ralentis ou accélérés par les champs magnétiques encore présents pendant leur chute. Par ailleurs, on pourrait se demander si le fait de dépolariser une partie des atomes n'induit pas des collisions Penning, l'échantillon atomique n'étant plus polarisé. Heureusement, les collisions Penning entre un atome dans le sous-niveau $m_J = 1$ et un atome dans $m_J = 0$ sont impossibles [47]. Enfin, tout ce qui vient d'être expliqué ici ne s'applique qu'à des nuages atomiques froids, de très faible énergie cinétique. En effet, dans le cas d'un nuage chaud, à 1 mK par exemple, la façon dont se coupe le champ magnétique de piégeage n'influence pas la trajectoire des atomes durant leur chute, celle-ci étant déterminée par la vitesse initiale des atomes imposant une explosion isotrope du nuage et un temps de chute de l'ordre de 20 ms.

5.3.3.2 Effet d'un gradient vertical

Pour valider notre scénario, un gradient de champ magnétique vertical est ajouté juste après la coupure du piège, agissant sélectivement sur les atomes pendant leur chute en fonction de leur sous-niveau Zeeman. Une bobine externe située au-dessus du centre de l'enceinte sert à générer ce gradient. Celui-ci est branché environ 500 μs après la coupure du piège magnétique et atteint ensuite la valeur, au niveau du centre de l'enceinte, de 1 G/cm en quelques millisecondes. La figure 5.5 montre l'allure du signal observé sur le MCP, dans ces conditions ainsi que sans gradient ajouté, correspondant au temps de vol d'un nuage froid à 1 μK dans le piège magnétique comprimé. On voit que le pic habituel, arrivant 100 ms après la coupure du piège, n'est pas modifié par l'ajout du gradient de champ magnétique. Par contre, un pic supplémentaire apparaît en présence du gradient, atteignant le MCP 35 ms avant le pic habituel et ayant une aire deux fois plus importante environ. Ces observations se comprennent bien avec notre scénario. En effet, les atomes habituellement détectés se trouvant dans $m_J = 0$, ils ne sont pas affectés par l'ajout d'un gradient de champ magnétique. Le nouveau pic correspond aux atomes dans un autre sous-niveau Zeeman, accélérés par le gradient vers la galette. La montée lente du gradient après la coupure du piège assure un suivi adiabatique du champ magnétique par le spin atomique. Ce pic correspond aux atomes accélérés vers le bas, c'est-à-dire vers les zones de champs plus faibles. Ces atomes se trouvent donc dans le sous-niveau Zeeman $m_J = +1$. A la coupure du piège magnétique, des atomes peuvent aussi se retrouver dans le sous-niveau $m_J = -1$, mais puisque le gradient magnétique les accélère vers le haut, ils ont peu de chance de finalement atteindre le MCP, ce qui explique l'absence d'un troisième pic sur

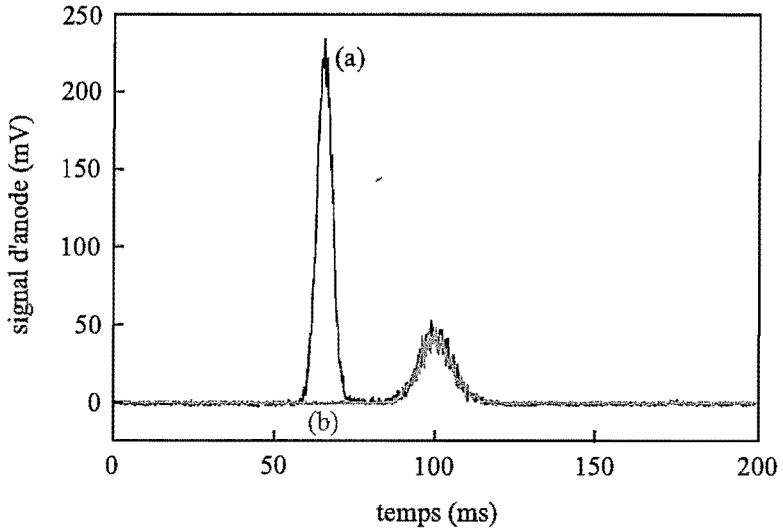


FIG. 5.5 – *Allure du signal de temps de vol d'un nuage à 1 μK observé sur le MCP, habituellement (courbe grise (b)) et en présence d'un gradient de champ magnétique vertical (courbe noire (a)). Le pic habituel, arrivant 100 ms après la coupure du piège, n'est pas modifié par l'ajout du gradient de champ magnétique et correspond aux atomes dans le sous-niveau Zeeman $m_J = 0$. Le pic supplémentaire apparaissant en présence du gradient représente les atomes dans le sous-niveau $m_J = +1$ accélérés vers le MCP.*

les temps de vol observés. Pour observer les atomes dans $m_J = -1$, il aurait fallu placer la bobine sous le MCP, de manière à créer les zones de champs forts vers le bas, et donc à accélérer ces atomes vers le MCP. Le fait de savoir que des atomes se trouvent dans le sous-niveau $m_J = +1$ après la coupure du piège favorise l'hypothèse d'une rotation du champ à la coupure et non pas celle d'un retournement.

Afin de vérifier notre interprétation, on étudie l'allure des signaux détectés sur le MCP en fonction de la valeur du gradient ajouté, compris entre -1 et 1 G/cm. Quelque soit le gradient, le pic habituel conserve la même amplitude, la même largeur et arrive toujours 100 ms après la coupure du piège magnétique, temps de chute fixé par la gravité. Il correspond bien à des atomes insensibles aux champs magnétiques. Le temps d'arrivée et l'amplitude de l'autre pic varient avec le gradient. La figure 5.6 illustre le décalage temporel mesuré entre les deux pics. Celui-ci augmente avec la valeur absolue du gradient. Le signe du gradient n'intervient pas puisque, dans tous les cas, les atomes dans $m_J = +1$ migrent vers les zones de champs faibles, à savoir loin de la bobine, vers le bas. On peut comparer le décalage temporel mesuré entre les deux pics à celui attendu théoriquement. Ce décalage représente l'écart δt entre le temps d'arrivée du pic correspondant aux atomes dans $m_J = 0$, fixé uniquement par la gravité, et celui correspondant aux atomes dans $m_J = +1$, déterminé par l'effet simultané de la gravité et du gradient de champ magnétique b', supposé constant

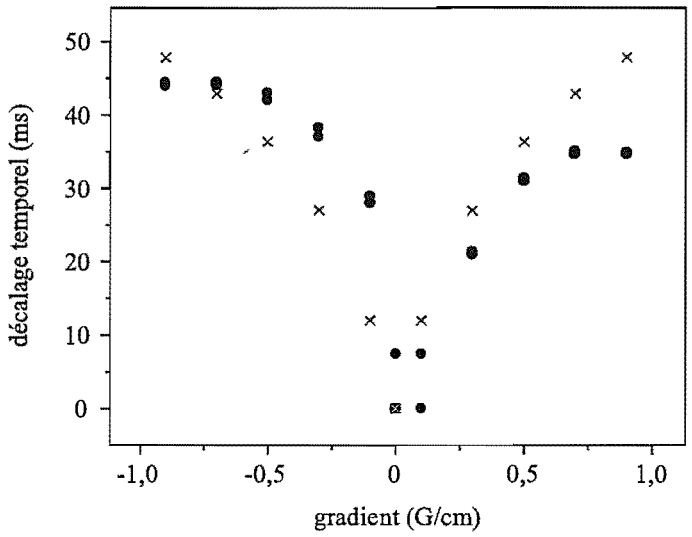


FIG. 5.6 – *Décalage temporel mesuré entre les deux pics observés sur les signaux détectés sur le MCP en fonction de la valeur du gradient de champ magnétique ajouté. Les cercles représentent les mesures expérimentales. Les croix correspondent à la valeur calculée en écrivant que ce décalage δt représente l'écart entre le temps d'arrivée du pic correspondant aux atomes dans $m_J = 0$, fixé uniquement par la gravité, et celui correspondant aux atomes dans $m_J = +1$, déterminé par l'effet simultané de la gravité et du gradient de champ magnétique.*

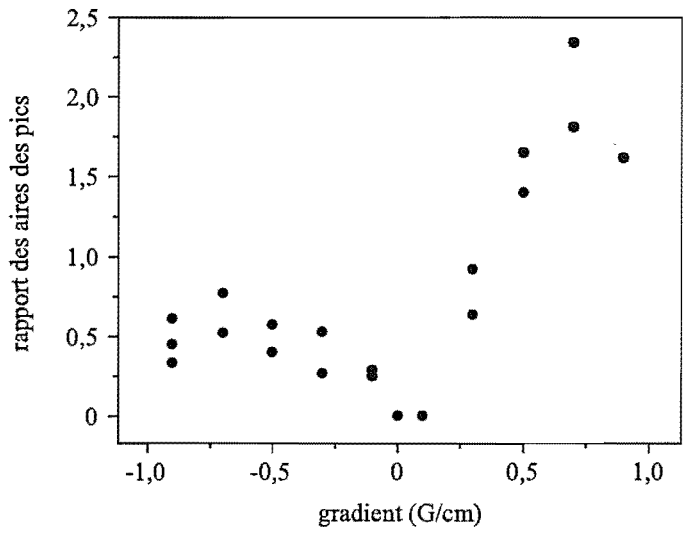


FIG. 5.7 – *Aire du pic correspondant aux atomes dans $m_J = +1$ normalisée par celle du pic dû aux atomes dans $m_J = 0$ en fonction de la valeur du gradient de champ magnétique ajouté. Ce rapport augmente avec la valeur absolue du gradient, montrant que l'on collecte alors de plus en plus d'atomes dans $m_J = +1$ sur le MCP. Le rapport maximum mesuré est de l'ordre de 2. On déduit de cette expérience que le nombre d'atomes réellement présents dans le piège est au moins 2,5 fois supérieur au nombre d'atomes déduit des temps de vol observés sur le MCP en l'absence de gradient ajouté.*

le long de la distance de chute h des atomes. Cet écart vaut alors

$$\delta t = \sqrt{\frac{2h}{g}} - \sqrt{\frac{2h}{g + 2\mu_B\, b'/m}}\,. \tag{5.20}$$

La figure 5.6 montre que les valeurs expérimentales et théoriques concordent bien.

On s'intéresse également au rapport des aires des 2 pics en fonction de la valeur du gradient ajouté. La figure 5.7 représente l'aire du pic correspondant aux atomes dans $m_J = +1$, normalisée par celle du pic dû aux atomes dans $m_J = 0$, pour des gradients compris entre -1 et 1 G/cm. Ce rapport augmente avec la valeur absolue du gradient, montrant que l'on collecte de plus en plus d'atomes dans $m_J = +1$ sur le MCP. Pour les mêmes raisons que précédemment les résultats ne devraient pas dépendre du signe du gradient. On observe cependant une dissymétrie, que l'on peut expliquer par la présence de gradients de champs magnétiques dans les directions horizontales (Oy) ou (Oz), qui pourrait dévier la trajectoire des atomes dans $m_J = +1$. Le fait de compenser ces gradients permettrait certainement de rendre la courbe symétrique. Le rapport des aires des 2 pics maximum mesuré est de l'ordre de 2. Il faut corriger ce chiffre par le fait que les atomes dans $m_J = 0$ et $m_J = +1$ ne voient pas la même accélération durant leur chute vers le détecteur. En effet, les atomes dans le sous-niveau Zeeman $m_J = +1$ subissent l'accélération $g \sim 10$ m/s^2, due à la gravité, additionnée à $\frac{2\mu_B b'}{m} \sim 27$ m/s^2, due au gradient de champ magnétique supposé uniforme $b' \sim 1$ G/cm. Les atomes dans $m_J = 0$ ne sont accélérés que par la gravité. Cela implique un angle solide de détection effectif différent d'un sous-niveau Zeeman à l'autre. Pour des atomes à 1 μK, on détecte alors 99 % des atomes dans $m_J = +1$ et 72 % des atomes dans $m_J = 0$. En tenant compte de cette différence, le rapport maximum mesuré du nombre d'atomes dans $m_J = +1$ sur celui dans $m_J = 0$ est de l'ordre de 1,5. On peut donc en déduire que le nombre d'atomes réellement présents dans le piège est au moins 2,5 fois supérieur au nombre d'atomes déduit des temps de vol observés sur le MCP normalement.

5.3.3.3 Conclusion

Afin d'agir au maximum sur les atomes dans $m_J = +1$ pour les diriger vers le MCP, on rajoute au gradient vertical déjà décrit un gradient horizontal. Les signaux détectés présentent le même comportement que précédemment, à savoir que seul le pic correspondant aux atomes dans $m_J = +1$ se trouve modifié par les gradients. On cherche à maximiser le rapport entre les aires des 2 pics pour différentes configurations de gradients. L'optimum est obtenu pour un gradient vertical de 1 G/cm et un gradient horizontal dans la direction du biais de 0,2 G/cm. Le signal observé sur le MCP dans ce cas est représenté sur la figure 5.8. L'aire du pic dû aux atomes dans $m_J = +1$ est 6,5 fois supérieure à celle du pic dû aux atomes dans $m_J = 0$. Ce chiffre ne constitue qu'une borne inférieure sur le rapport maximum des 2 pics, car on ne détecte sûrement pas les atomes dans $m_J = -1$,

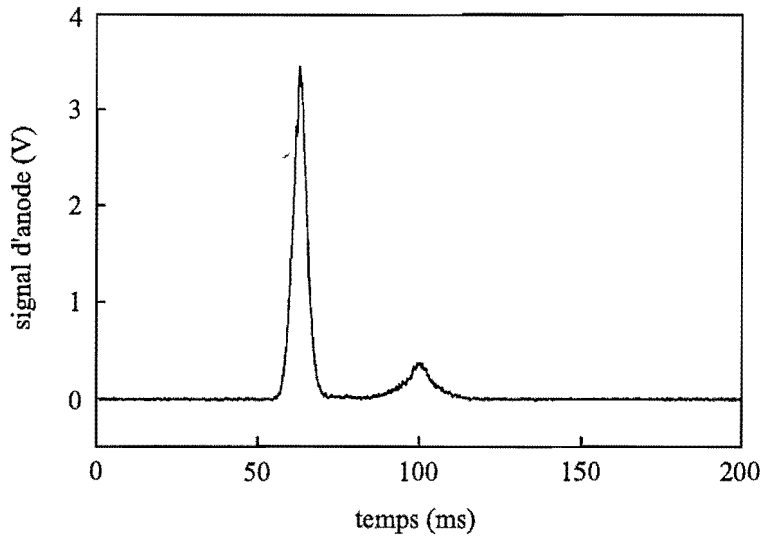


FIG. 5.8 – *Allure du signal de temps de vol d'un nuage à 1 μK observé sur le MCP en présence d'un gradient vertical de 1 G/cm et d'un gradient horizontal de 0,2 G/cm. L'aire du pic correspondant aux atomes dans $m_J = +1$ est 6,5 fois supérieure à celle du pic dû aux atomes dans $m_J = 0$. Ainsi, après correction par l'angle solide effectif, le nombre d'atomes effectivement présents dans le piège s'avère au moins 6 fois supérieur à celui déduit des signaux de temps de vol observés normalement sur le MCP, où seul le pic correspondant aux atomes dans $m_J = 0$ apparaît.*

et peut-être pas tous les atomes dans $m_J = +1$. Ainsi, après correction par l'angle solide effectif, le nombre d'atomes effectivement présents dans un nuage froid à 1 μK dans le piège magnétique comprimé est au moins 6 fois supérieur à celui déduit des signaux de temps de vol observés sur le MCP, où seul le pic correspondant aux atomes dans $m_J = 0$ apparaît. Ce chiffre représente à peu près le facteur manquant sur le nombre d'atomes pour vérifier les formules 5.14 et 5.11. Notons que le fait que la plupart des atomes se trouvent dans $m_J = +1$ confirme l'hypothèse d'une rotation du champ magnétique à la coupure, et indique l'existence d'une composante transverse du champ non négligeable après la coupure. Le paragraphe suivant décrit une autre expérience effectuée pour évaluer différemment le facteur manquant sur le nombre d'atomes.

5.3.4 Spectroscopie RF du condensat

Une autre méthode pour connaître le véritable nombre d'atomes dans le piège magnétique après évaporation consiste à vider le piège sans couper les champs magnétiques de piégeage. On peut, par exemple, appliquer une onde RF de manière à transférer les atomes piégés du sous-niveau Zeeman $m_J = +1$ vers le sous-niveau $m_J = 0$ non-piégeant. Les atomes transférés, insensibles aux champs magnétiques, tombent alors sous l'effet de la gravité vers le MCP et sont détectés. Les températures des nuages atomiques étudiés étant

inférieures à 1 μK, pratiquement tous les atomes extraits du piège atteignent le MCP. La puissance de l'onde RF à utiliser est le résultat d'un compromis entre une onde intense, faisant passer les atomes non seulement dans $m_J = 0$ mais aussi dans $m_J = -1$, et une onde faible, n'interagissant pas avec tous les atomes. La puissance choisie doit permettre d'interagir avec la plupart des atomes et de les faire passer dans $m_J = 0$.

Cette étude est réalisée sur un nuage très froid avec une partie condensée. Or nous verrons que la durée de vie d'un condensat est de quelques secondes seulement. Il faut donc transférer le plus rapidement possible les atomes du piège vers le sous-niveau non-piégeant $m_J = 0$ après la formation du condensat, sinon celui-ci se trouve détruit. Une façon de vider le piège consiste à appliquer un couteau RF à une énergie correspondant au fond du potentiel de piégeage. Les atomes sortent alors peu à peu du piège par ce "petit trou". Expérimentalement, il s'avère difficile d'interagir avec tous les atomes. Une explication consiste à incriminer l'instabilité du biais. En effet, placer un couteau RF à une énergie correspondant au fond du potentiel de piégeage pour vider entièrement le piège nécessite une valeur du biais très stable et correspondant parfaitement avec la fréquence choisie pour le couteau RF. Une autre explication consiste à souligner la difficulté d'interagir avec tous les atomes pour un couteau au fond du piège, comme cela a été mis en évidence au cours du chapitre 3 pour un nuage à 1 mK. Le cas d'un nuage froid à 1 μK est toutefois différent, puisque le taux de collisions élastiques s'élève alors à plusieurs milliers. Cela devrait donc augmenter l'ergodicité du mouvement des atomes, et donc faciliter leur éjection du piège par la RF. Finalement, la solution adoptée expérimentalement consiste à appliquer une rampe RF, le couteau RF décroissant des hautes énergies vers des énergies inférieures à celle du fond du potentiel de piégeage. De cette manière, on interagit avec toutes les classes d'énergies possibles et les atomes ont plus de chances d'être rapidement éjectés hors du piège.

La rampe choisie est appliquée juste après la fin de la phase de refroidissement évaporatif. La fréquence de l'onde RF décroît de 1 MHz, correspondant à un paramètre de troncature $\eta \sim 8$ pour un nuage à 1 μK, à 600 kHz, inférieure à la fréquence de ~ 850 kHz correspondant au biais. La vitesse de décroissance vaut 1 kHz/ms, ce qui constitue, expérimentalement, un bon compromis entre rapidité et interaction avec les atomes, et fixe ainsi la durée totale de la rampe à 400 ms. La figure 5.9 montre l'allure du signal observé dans le cas d'une puissance RF, lue sur le synthétiseur, de -30 dBm. L'instant $t = 0$ correspond à la coupure du piège, et la rampe RF est appliquée entre -450 et -50 ms. Un signal montrant la présence d'atomes détectés sur le MCP provient d'atomes ayant été extraits du piège 100 ms plus tôt, temps nécessaire aux atomes pour atteindre le MCP à partir du piège sous l'effet de la gravité. Sur la figure 5.9 le signal observé sur le MCP montre que des atomes sont détectés entre -350 ms, correspondant aux atomes éjectés au début d'application de la rampe RF, et -220 ms. On en déduit que les atomes piégés possèdent une énergie allant d'un peu plus d'1 MHz jusqu'à 870 kHz, correspondant au biais. La

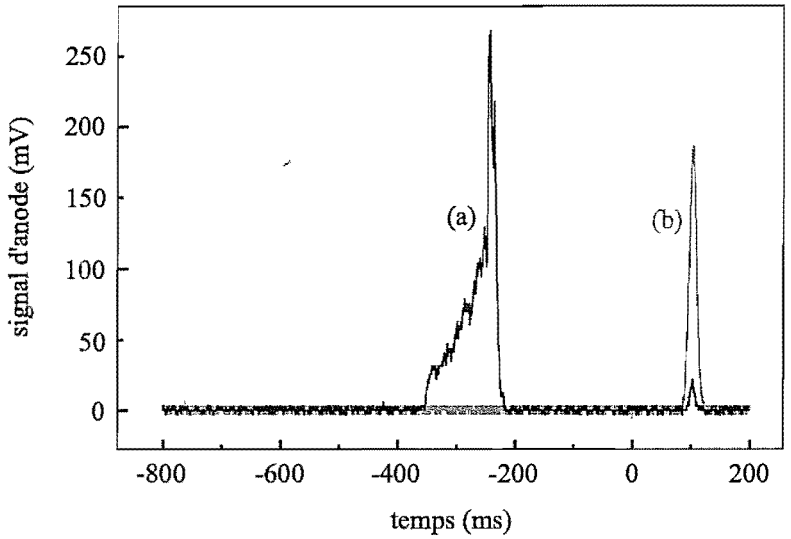


FIG. 5.9 – *Allure des signaux observés sur le MCP, en présence (courbe noire (a)) d'une onde RF de puissance −30 dBm appliquée sur un nuage condensé, et sans RF appliquée (courbe grise (b)). L'instant $t = 0$ correspond à la coupure du piège, et la rampe RF est appliquée entre −450 et −50 ms. La présence d'atomes détectés sur le MCP provient en fait d'atomes ayant été extraits du piège 100 ms plus tôt. La double structure du signal montre que la rampe RF éjecte tout d'abord les atomes du nuage thermique, plus énergétiques que ceux de la partie condensée. Puis le pic observé sur le signal correspond aux atomes du condensat, extraits du piège pour des fréquences de l'onde RF comprises entre 900 et 870 kHz. Le temps de vol quasi-inexistant après la coupure du piège magnétique permet d'affirmer que l'onde RF a interagi avec tous les atomes et a vidé le piège.*

double structure du signal montre que la rampe RF éjecte tout d'abord les atomes du nuage thermique, plus énergétiques que ceux de la partie condensée. Puis le pic observé sur le signal correspond aux atomes du condensat, extraits du piège pour des fréquences de l'onde RF comprises entre 900 et 870 kHz. Le condensat s'étale donc approximativement sur 30 kHz, ce qui est en accord avec la valeur $2\mu_{\mathrm{bec}} \sim 20$ kHz déduite de l'analyse des temps de vol du condensat (voir paragraphe 5.4.2).

Le temps de vol quasi-inexistant après la coupure du piège magnétique permet d'affirmer que l'onde RF a interagi avec tous les atomes et a vidé le piège. La comparaison entre l'aire du signal observé pendant la rampe RF et celle du signal de temps de vol habituel du piège, c'est-à-dire en absence d'onde RF, montre que le nombre d'atomes piégés s'avère au moins 6 fois plus important que celui déduit à partir des temps de vol du piège. Comme la précédente, cette méthode ne fournit qu'une borne inférieure sur le nombre d'atomes effectivement présents dans le piège. En effet, les atomes extraits du piège par l'onde RF n'atteignent pas tous le MCP, ceci dépendant fortement de la puissance choisie pour l'onde RF. La figure 5.9 illustre le signal détecté dans le cas d'une puissance RF de −30 dBm.

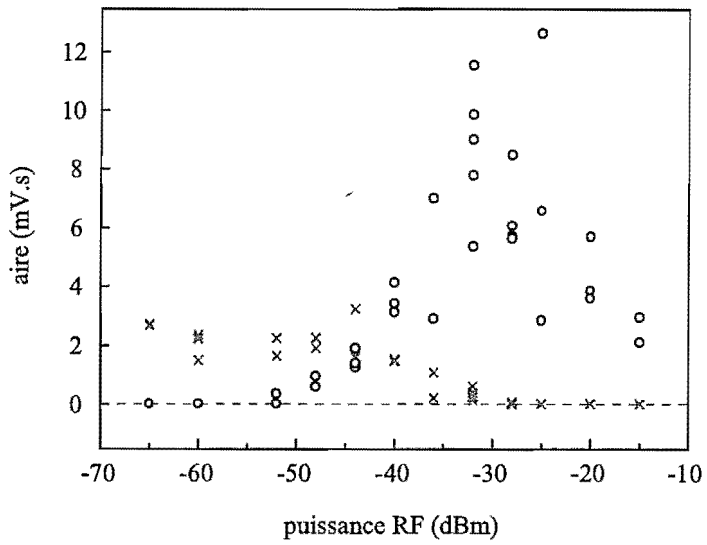


FIG. 5.10 – *Evolution de l'aire du signal observé pendant la rampe RF (cercles noirs) et de l'aire du signal correspondant au temps de vol du piège (croix grises) en fonction de la puissance RF. L'aire des signaux de temps de vol diminue lorsque la puissance de l'onde RF augmente, celle-ci éjectant alors avec de plus en plus d'atomes hors du piège. L'aire du signal observé pendant la rampe RF commence par augmenter avec la puissance RF puisque de plus en plus d'atomes du piège sont transférés dans le sous-niveau Zeeman $m_J = 0$. Pour des puissances supérieures à -30 dBm, elle rediminue car de plus en plus d'atomes du piège se trouvent transférés dans le sous-niveau $m_J = -1$ et n'atteignent plus le MCP, perturbés par la présence des champs magnétiques de piégeage.*

L'expérience a été répétée pour différentes puissances de la rampe RF allant de -65 dBm à -15 dBm. Pour chaque puissance, le signal observé à partir du début de la rampe RF jusqu'après la coupure du piège est enregistré. On détermine ainsi l'évolution, en fonction de la puissance RF, de l'aire du signal observé pendant la rampe RF et de l'aire du signal correspondant au temps de vol du piège, arrivant 100 ms après la coupure du piège. La figure 5.10 illustre les résultats obtenus.

Pour des puissances RF inférieures à -50 dBm, l'onde RF, trop faible, n'interagit pratiquement pas avec les atomes. Aucun signal n'est détecté en présence de la rampe RF et le temps de vol observé a la même allure que celui observé habituellement sans application de RF. Puis, pour des puissances croissantes comprises entre -50 et -30 dBm, de plus en plus d'atomes interagissent avec l'onde RF et se trouvent transférés dans $m_J = 0$. Ainsi l'aire du signal détecté pendant la rampe augmente. Comme de moins en moins d'atomes restent piégés après l'application de la RF, l'aire du signal de temps de vol du piège diminue. Dans le cas de puissances supérieures à -30 dBm, les atomes sont tous transférés dans $m_J = 0$ et peuvent même subir ensuite la transition vers le sous-niveau anti-piégeant $m_J = -1$. Or les trajectoires d'atomes dans ce sous-niveau sont très influencées par le

champ magnétique de piégeage, présent en permanence. Des atomes dans $m_J = -1$ ont donc peu de chance d'atteindre le MCP et d'être détectés. De ce fait, l'aire du signal détecté pendant la RF décroît, et celle du signal de temps de vol devient nulle puisque tous les atomes se trouvent éjectés du piège par la rampe RF. Pour une puissance de -30 dBm, d'une part le temps de vol commence à s'annuler, ce qui signifie que l'onde RF interagit avec tous les atomes du piège. D'autre part, l'aire du signal observé en présence de la RF est maximale. C'est donc à cette puissance qu'un maximum d'atomes passe dans $m_J = 0$. On trouve alors un facteur 6 entre l'aire du signal observé pendant la rampe RF et celle du signal de temps de vol habituel du piège, en absence d'onde RF. Ce facteur ne constitue qu'une borne inférieure puisque tous les atomes initialement piégés ne se trouvent pas forcément dans le sous-niveau $m_J = 0$, certains atomes pouvant être transférés dans $m_J = -1$ et donc ne pas être détectés.

L'expérience de spectroscopie du condensat indique donc que le nombre d'atomes piégés s'avère au moins 6 fois supérieur à celui déduit des signaux habituels de temps de vol observés sur le MCP. Ce chiffre est tout à fait compatible avec les résultats de l'expérience réalisée en ajoutant un gradient supplémentaire à la coupure du piège. Ainsi les deux expériences présentées dans cette partie confirment que, comme attendu d'après les formules théoriques 5.11 et 5.14, il faut apporter un facteur correctif de presqu'un ordre de grandeur sur le nombre d'atomes déduit des temps de vol observés sur le MCP, tels que ceux représentés sur la figure 5.3, pour connaître le véritable nombre d'atomes piégés dans un nuage atomique très froid. L'analyse quantitative des signaux détectés sur le MCP et la confrontation avec la formule 5.11 fournira un facteur correctif $\mathcal{F}_{\text{cor}}$ plus précis.

5.4 Etude quantitative du condensat

Cette partie est consacrée à une étude plus quantitative des différents condensats d'He* formés. Elle présente tout d'abord la procédure employée pour ajuster les signaux de temps de vol observés sur le MCP. Ces ajustements permettent d'avoir accès au nombre d'atomes et à la température de la partie thermique, ainsi qu'au nombre d'atomes et au potentiel chimique de celle condensée. En écrivant que les paramètres du nuage thermique doivent vérifier la loi 5.11, on détermine la valeur du facteur de correction $\mathcal{F}_{\text{cor}}$ à appliquer afin de remonter au véritable nombre d'atomes présents dans le piège magnétique. Les caractéristiques du condensat typique formé sont détaillées ainsi que ses principales propriétés, une valeur de la longueur de diffusion a en est déduite.

5.4.1 Ajustement des temps de vol

Les caractéristiques du condensat sont données par les ajustements des signaux de temps de vol détectés électroniquement sur le MCP. La procédure d'ajustement diffère légèrement de celles utilisées habituellement pour les condensats de Bose-Einstein qui ex-

ploitent des mesures et images optiques. On déduit de l'analyse des données expérimentales la valeur du facteur correctif $\mathcal{F}_{\text{cor}}$ à appliquer aux nombres d'atomes mesurés.

5.4.1.1 Allure théorique des signaux observés sur le MCP

Avant d'établir la formule donnant l'allure des signaux observés sur le MCP en fonction des paramètres du nuage thermique et du condensat, revenons au cas plus simple d'un nuage froid, défini par une répartition de Boltzmann. D'après la formule 1.5, l'expression du flux d'atomes reçu sur la galette peut s'écrire, dans le cas d'un nuage froid, en fonction du temps t attendu après la coupure du piège :

$$\frac{dN}{dt}(t) = gt\ \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma_x(t)}\ e^{-x_0^2(t)/2\sigma_x^2(t)}\ , \tag{5.21}$$

où les paramètres $\sigma_x(t)$ et $x_0(t)$ sont définis par

$$\left\{\begin{array}{rcl} \sigma_x(t) & = & \sqrt{\sigma_x^2(0) + \frac{k_BT}{m}\,t^2} \simeq \sqrt{\frac{k_BT}{m}}\ t \\ x_0(t) & = & h - \frac{1}{2}gt^2 = \frac{1}{2}g(t_0^2 - t^2) \end{array}\right. . \tag{5.22}$$

La taille du nuage piégé $\sigma_x(0)$ selon la direction verticale (Ox) s'avère généralement négligeable devant l'extension acquise par le nuage au cours de sa chute. En effet, pour un nuage piégé à 1 μK, la taille initiale du nuage selon (Ox) vaut $\sigma_x(0) = \frac{1}{\omega_x}\sqrt{\frac{k_BT}{m}} \sim 5,5\ \mu$m alors que le terme d'expansion s'élève à $\sqrt{\frac{k_BT}{m}\frac{2h}{g}} \sim 4,5$ mm, largement supérieur à $\sigma_x(0)$. On peut éventuellement compléter 5.21 par la fraction d'atomes atteignant effectivement le MCP du fait de l'angle solide de détection, donnée par $\left(1 - \exp\left(-\frac{m}{2k_BT}\frac{\rho^2}{t^2}\right)\right)$, ρ représentant le rayon de la galette. Cette correction est non négligeable pour un nuage piégé à 1 μK, puisque 70 % des atomes seulement sont détectés dans ce cas.

Une démarche similaire est adoptée pour déterminer le flux d'atomes dû au nuage thermique, en-dessous de la température critique de condensation, sur le MCP. L'intégration de la densité atomique dans le nuage thermique, définie par 5.10, sur le plan horizontal (Oyz) fournit la densité linéïque verticale $\mathcal{N}_{\text{th}}(x) = \int dy \int dz\, n_{\text{th}}(\mathbf{r})$ qui, avec les mêmes notations qu'en 5.1, peut s'écrire

$$\mathcal{N}_{\text{th}}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x(0)}\ \frac{N_{\text{th}}}{g_3(1)}\ g_{5/2}\left[e^{-x^2/2\sigma_x^2(0)}\right]\ ,\ \text{avec}\ \sigma_x(0) = \frac{1}{\omega_x}\sqrt{\frac{k_BT_{\text{th}}}{m}}\ . \tag{5.23}$$

Pour obtenir la densité linéïque au niveau du MCP en fonction du temps t attendu après la coupure du piège, il suffit, comme précédemment, de prendre la densité $\mathcal{N}_{\text{th}}(x)$ en $x_0 = h - \frac{1}{2}gt^2$ et de remplacer la taille initiale $\sigma_x(0)$ du nuage dans le piège par celle au niveau du MCP, soit par $\sigma_x(t) = \sqrt{\sigma_x^2(0) + \frac{k_BT_{\text{th}}}{m}\,t^2} \simeq \sqrt{\frac{k_BT_{\text{th}}}{m}}\ t$. On en déduit l'expression du flux atomique reçu sur le MCP :

$$\frac{dN_{\text{th}}}{dt}(t) = gt\ \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x(t)}\ \frac{N_{\text{th}}}{1,202}\ g_{5/2}\left[e^{-x_0^2/2\sigma_x^2(t)}\right]\ , \tag{5.24}$$

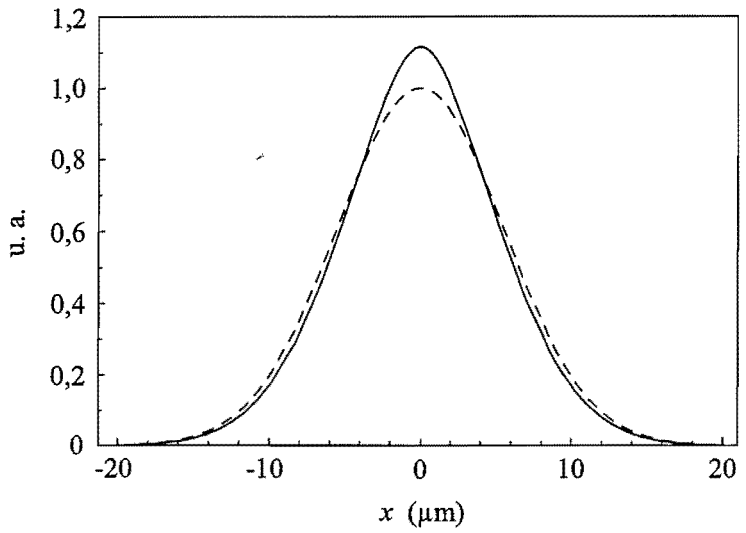


FIG. 5.11 – *Comparaison du flux sur le MCP dû au nuage thermique en présence d'un condensat (donné par la formule 5.24) et celui dû à un simple nuage froid au-dessus du seuil de condensation (donné par la formule 5.21). La courbe en trait plein représente le terme* $g_{5/2}\left[e^{-x^2/2\sigma^2}\right]/g_3(1)$, *utilisé dans le cas d'un nuage thermique au-dessous du seuil de condensation, celle en trait pointillé correspond à la gaussienne* $e^{-x^2/2\sigma^2}$ *utilisée pour un nuage froid en absence de condensat. Dans les deux cas,* σ *est pris égal à 5 μm. On voit que les deux courbes sont très similaires.*

Ainsi, la différence entre le flux dû au nuage thermique en présence d'un condensat (donné par la formule 5.24) et celui dû à un simple nuage froid au-dessus du seuil de condensation (donné par la formule 5.21) réside dans l'apparition du coefficient $g_3(1) \sim 1,202$ et dans l'utilisation de la fonction $g_{5/2}(x)$. La figure 5.11 montre que ces deux flux s'avèrent en fait très peu différents, la formule 5.24 étant très bien approximée par la gaussienne 5.21 d'un simple nuage froid. Après simplification de 5.24, on peut réécrire le signal observé sur le MCP et dû au nuage thermique suivant

$$\frac{dN_{\text{th}}}{dt}(t) = g\sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T_{\text{th}}}}\,\frac{N_{\text{th}}}{1,202}\;g_{5/2}\left[\exp\left(-\frac{m}{2k_BT_{\text{th}}}\left(\frac{g}{2t}\left(t_0^2-t^2\right)\right)^2\right)\right]. \qquad (5.25)$$

On procède de même pour déterminer la contribution de la partie condensée au signal observé sur le MCP après coupure du piège. L'intégration de la densité atomique dans le condensat, définie par 5.18, sur le plan horizontal (Oyz) fournit la densité linéïque verticale $\mathcal{N}_{\text{bec}}(x)$ s'écrivant

$$\mathcal{N}_{\text{bec}}(x) = \frac{15}{16}\,\frac{N_{\text{bec}}}{r_{\text{bec},x}(0)}\;\max\left[\left(1-\frac{x^2}{r^2_{\text{bec},x}(0)}\right),\,0\right]^2,\ \text{avec}\ r_{\text{bec},x}(0) = \frac{1}{\omega_x}\sqrt{\frac{2\,\mu_{\text{bec}}}{m}}. \qquad (5.26)$$

Pour obtenir la densité linéïque au niveau du MCP en fonction du temps t attendu après la coupure du piège, il suffit de prendre la densité $\mathcal{N}_{\rm bec}(x)$ en $x_0 = h - \frac{1}{2}gt^2$ et de remplacer la taille initiale $r_{{\rm bec},x}(0)$ du condensat dans le piège par celle au niveau du MCP, soit par $r_{{\rm bec},x}(t) = r_{{\rm bec},x}(0)\sqrt{1+(\omega_x t)^2} \simeq r_{{\rm bec},x}(0)\,\omega_x t$. On en déduit l'expression du flux atomique reçu sur le MCP dû au condensat :

$$\frac{dN_{\rm bec}}{dt}(t) = \frac{15}{16}\, g\, N_{\rm bec}\sqrt{\frac{m}{2\,\mu_{\rm bec}}}\ \max\left[\left(1-\left(\frac{g}{2t}\sqrt{\frac{m}{2\,\mu_{\rm bec}}}\,(t_0^2-t^2)\right)^2\right),\ 0\right]^2 . \qquad (5.27)$$

5.4.1.2 Procédure d'ajustement

Les signaux de temps de vol observés sur le MCP présentent une double structure due à la présence simultanée d'un condensat de Bose-Einstein et d'un nuage thermique. On choisit d'ajuster séparément les deux contributions au signal. Un premier ajustement du signal brut par la forme attendue pour un nuage froid, donnée par la formule 5.21, fournit une gaussienne caractérisée par une demi-largeur à $\frac{1}{\sqrt{e}}$ notée $\sigma_{\rm gauss}$ et centrée en $t_{\rm gauss}$. Soit k un nombre réel compris entre 1 et 2,5. On applique au signal brut un "trou" de rayon $k\sigma_{\rm gauss}$ centré en $t_{\rm gauss}$, c'est-à-dire que tous les points ayant une abscisse comprise entre $(t_{\rm gauss} - k\sigma_{\rm gauss})$ et $(t_{\rm gauss} + k\sigma_{\rm gauss})$ sont éliminés du signal. Les parties latérales restantes de la courbe sont alors ajustées par la loi 5.21 avec comme paramètres libres le nombre d'atomes du nuage thermique $N_{\rm th}$, la température $T_{\rm th}$, le temps d'arrivée du signal $t_{0,{\rm th}}$ et un offset éventuel. Il est en effet difficile d'utiliser la formule 5.24 pour l'ajustement du fait de la présence de la fonction $g_{5/2}$, et on préfère utiliser la loi très similaire 5.21 plus simple. Notons qu'il est préférable de considérer $t_{0,{\rm th}}$ comme un paramètre libre, car d'une part sa valeur dépend de la distance exacte h séparant le piège du MCP, et d'autre part la chute des atomes n'est pas strictement gouvernée par la gravité et dépend toujours légèrement de leur température initiale dans le piège. On remplace ensuite, dans la loi 5.25, les paramètres $N_{\rm th}$, $T_{\rm th}$ et $t_{0,{\rm th}}$ par les valeurs données par l'ajustement précédent. La fonction obtenue reflète la contribution des atomes de la partie thermique au signal. On l'ôte au signal brut afin de trouver la contribution due aux atomes de la partie condensée. La courbe ainsi déterminée est ajustée par la loi 5.27 avec comme paramètres libres le nombre d'atomes du condensat $N_{\rm bec}$, le potentiel chimique $\mu_{\rm bec}$ et le temps d'arrivée du signal $t_{0,{\rm bec}}$.

La procédure venant d'être décrite est répétée pour plusieurs rayons du trou initial, donc plusieurs valeurs de k. La valeur finalement choisie $k_{\rm min}$ correspond à celle donnant le meilleur ajustement (χ^2 minimal) par la loi 5.27 de la courbe obtenue en soustrayant la contribution thermique au signal brut. Généralement $k_{\rm min}$ se trouve compris entre 1,5 et 2. Les résultats des ajustements dans ce cas fournissent donc les valeurs du nombre d'atomes, que l'on corrige par la valeur effective de l'angle solide de détection, et de la température du nuage thermique, ainsi que le nombre d'atomes et le potentiel chimique du condensat. La somme des deux formules 5.25 et 5.27, calculées pour les paramètres donnés par les ajustements, constitue donc un bon ajustement du signal expérimental brut

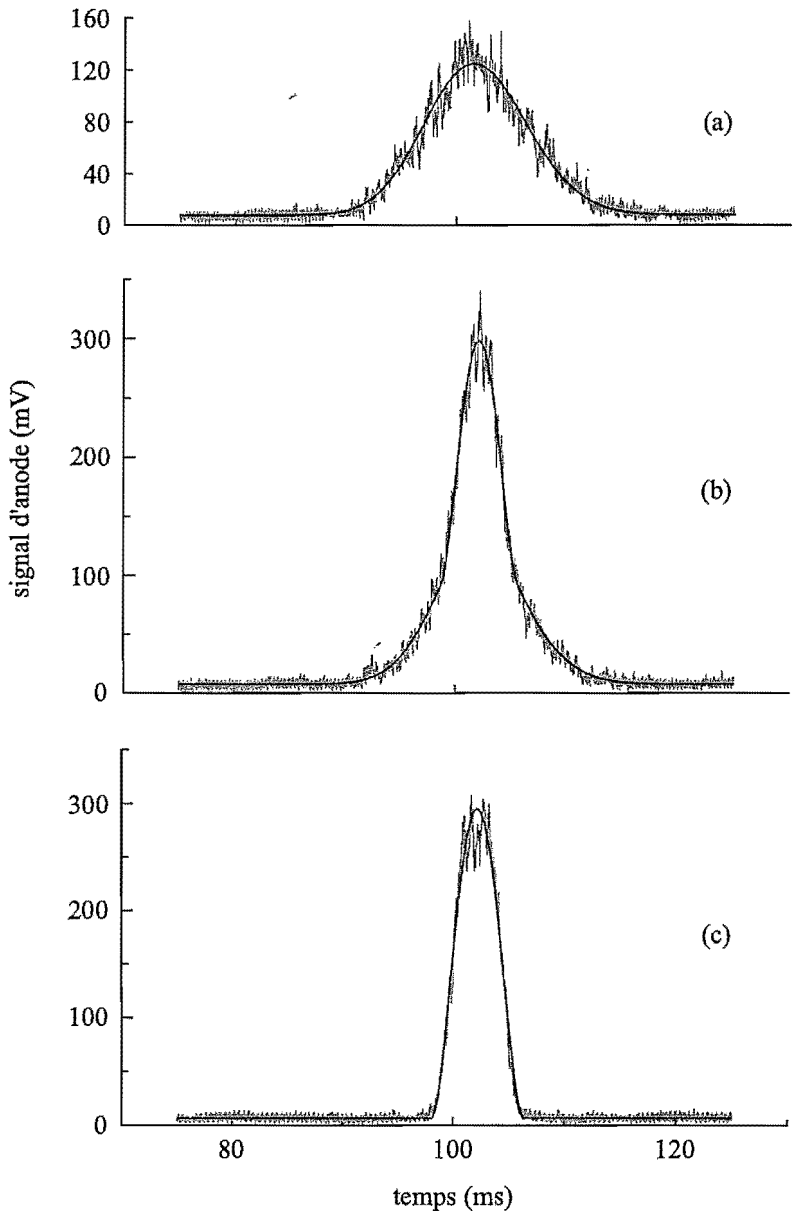


FIG. 5.12 – *Allure des signaux de temps de vol observés sur le MCP (courbe grise) accompagnés de leur ajustement (courbe noire). La courbe du haut (a) a une allure gaussienne traduisant la présence d'un simple nuage thermique dans le piège et est ajustée par 5.21. Celle du centre (b) présente une double structure avec un pic étroit, dû aux atomes de la partie condensée, au milieu d'une distribution plus large due aux atomes du nuage thermique. Le signal est ajusté, comme expliqué dans le texte, par 5.25 et 5.27. La taille optimale du trou, permettant de séparer la partie thermique de la partie condensée, vaut ici $k_{min} \sim 2$. La courbe du bas (c) montre le signal obtenu dans le cas d'un condensat pur, ajusté par 5.27. Les résultats donnés par les ajustements de ces 3 courbes sont consignés dans le tableau 5.2.*

courbe	N_{th}	T_{th}	N_{bec}	μ_{bec}
(a)	21700 atomes	985 nK	–	–
(b)	13300 atomes	845 nK	4700 atomes	285 nK
(c)	–	–	9900 atomes	410 nK

TAB. 5.2 – *Résultats des ajustements des 3 courbes représentées sur la figure 5.12. La courbe (a) correspond à un nuage froid au-dessus du seuil de condensation, celle (b) à un condensat accompagné d'un nuage thermique et celle (c) à un condensat pur.*

observé sur le MCP après la coupure du piège. Dans le cas d'un nuage froid, sans formation de condensat, le signal est simplement ajusté par la loi 1.5. Dans celui d'un condensat pur, sans partie thermique, l'ajustement est réalisé en utilisant la loi 5.27. La figure 5.12 montre les signaux expérimentaux dans différents cas accompagnés de leur ajustement. Les résultats donnés par les ajustements de ces signaux sont consignés dans le tableau 5.2. Pour caractériser entièrement le nuage piégé, il reste à déterminer la valeur du facteur correctif $\mathcal{F}_{\text{cor}}$ à appliquer aux nombres d'atomes du nuage thermique et du condensat donnés par les ajustements afin de remonter aux véritables nombres d'atomes du nuage thermique et du condensat dans le piège.

5.4.1.3 Détermination du facteur correctif $\mathcal{F}_{\text{cor}}$

Afin de pouvoir réaliser une étude statistique, les résultats présentés ici pour déterminer le facteur de correction $\mathcal{F}_{\text{cor}}$, ainsi que ceux présentés plus loin concernant la longueur de diffusion, résultent de l'analyse d'une soixantaine de signaux de temps de vol observés sur le MCP, dont environ 40 correspondent à un condensat accompagné d'un nuage thermique et 20 à un condensat pur. La connaissance du facteur $\mathcal{F}_{\text{cor}}$ s'avère cruciale afin de remonter au nombre réel d'atomes piégés à partir des valeurs données par les ajustements des signaux expérimentaux détectés. Pour cela, on trace, sur la figure 5.13, le nombre d'atomes N_{th} dans la partie thermique en fonction de la température du nuage thermique élevée au cube T_{th}^3, ces deux données résultant de l'ajustement des signaux détectés dans le cas d'un nuage thermique en présence d'un condensat. D'après la formule 5.11, N_{th} doit varier proportionnellement à T_{th}^3. Ainsi le rapport entre le coefficient de proportionnalité théorique et celui déterminé d'après la courbe de la figure 5.13 permet d'estimer le facteur $\mathcal{F}_{\text{cor}}$.

On ajuste donc les points représentés sur la figure 5.13 par une droite passant par l'origine. La pente de cette droite $A_{\text{cor}} = 16,5 \times 10^3$ at/$(\mu\text{K})^3$ fournit un facteur correctif égal à $\mathcal{F}_{\text{cor}} = \frac{1,202}{A_{\text{cor}}} \left(\frac{k_B}{\hbar\bar{\omega}}\right)^3 \sim 7,8$. L'ajustement semble correct, excepté pour les points correspondant à une température du nuage thermique faible, qui seraient mieux ajustés par une droite de pente deux fois plus grande, fournissant donc un facteur correctif de l'ordre de 4. Une première hypothèse pour expliquer cela consiste à dire que le facteur correctif $\mathcal{F}_{\text{cor}}$

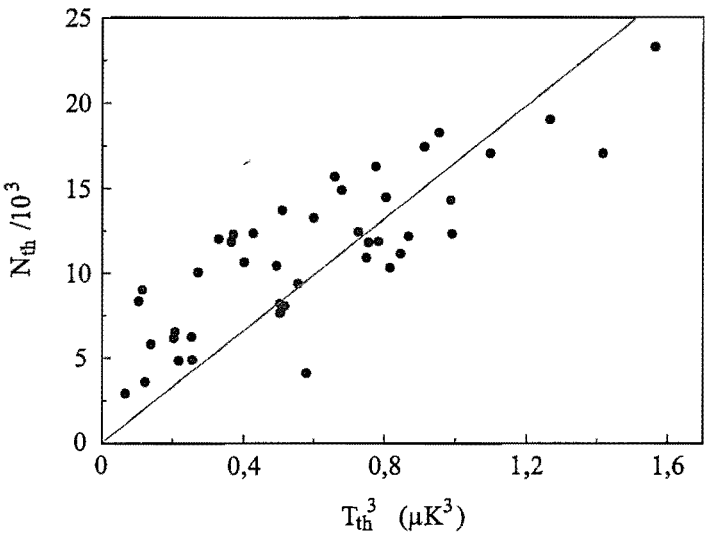


FIG. 5.13 – *Nombre d'atomes N_{th} dans la partie thermique en fonction de la température du nuage thermique élevée au cube T_{th}^3, ces deux données résultant de l'ajustement des signaux détectés. D'après la formule 5.11, N_{th} doit varier proportionnellement à T_{th}^3. Ainsi le rapport entre le coefficient de proportionnalité théorique et celui déterminé d'après l'ajustement à l'aide d'une droite passant par l'origine des points expérimentaux (en gris) permet d'évaluer le facteur correctif sur le nombre d'atomes à $\mathcal{F}_{cor} = 8 \pm 3$. Néanmoins, cette valeur reste à considérer avec précaution, étant donné les incertitudes élevées entachant les points correspondant aux faibles températures. Ces points sont réalisés dans le cas où peu d'atomes sont présents dans le nuage thermique, ce qui rend moins fiables les valeurs de N_{th} et T_{th} déduites des ajustements des temps de vol.*

dépend de la température du nuage, diminuant avec sa température. L'analyse suivante permet de rejeter cette hypothèse. En effet, on peut donner une première valeur de la longueur de diffusion a en prenant la valeur moyenne des résultats obtenus en n'utilisant que les signaux présentant une partie thermique. Pour chaque signal, on écrit que la partie condensée, dont le nombre d'atomes est obtenu en multipliant $N_{\rm bec}$ par le facteur correctif fourni par la partie thermique, doit vérifier la formule 5.14, ce qui fournit une valeur de a. Puis, on remplace la valeur moyenne de a ainsi déterminée dans 5.14, que l'on applique aux signaux représentant un condensat pur, sans partie thermique. La vérification de cette formule fournit le facteur $\mathcal{F}_{\rm cor}$ venant corriger le nombre d'atomes $N_{\rm bec}$ dans le cas d'un condensat pur, à savoir $\mathcal{F}_{\rm cor} \sim 8$. Si $\mathcal{F}_{\rm cor}$ diminuait effectivement avec la température, on s'attendrait à trouver $\mathcal{F}_{\rm cor} < 4$, puisque les atomes d'un condensat pur sont plus "froids" que ceux d'un nuage thermique. Le fait de trouver le même facteur correctif dans le cas d'un nuage thermique pas trop froid et d'un condensat pur montre que $\mathcal{F}_{\rm cor}$, dans la gamme de températures explorée, ne dépend pas de la température du nuage. Le facteur correctif est donc le même sur tous les nombres d'atomes mesurés, qu'il s'agisse d'un nuage thermique ou d'un condensat. Une autre hypothèse servant à expliquer le mauvais ajustement des points

de la figure 5.13 pour des faibles températures consiste à impliquer les incertitudes élevés entachant ces points. Ceux-ci sont réalisés en présence d'un nombre restreint d'atomes présents dans le nuage thermique, ce qui rend moins fiables les valeurs de $N_{\rm th}$ et $T_{\rm th}$ déduites des ajustements des parties latérales des signaux de temps de vol. Pour appuyer cette hypothèse, on peut souligner que ces points correspondent à un nuage contenant un gros condensat avec une petite partie thermique. Dans ce cas, la présence du condensat influence la forme du nuage thermique et il serait plus correct d'ajuster les ailes thermiques de la courbe directement avec la formule 5.25 comprenant la fonction $g_{5/2}$, voire même de prendre en compte les interactions dans le nuage thermique en introduisant un potentiel chimique pour la partie thermique. Par ailleurs, la figure 5.13 illustre la loi 5.11, censée valable pour un nuage thermique sans interactions, donc proche du seuil de condensation autour de la température critique. Il n'est donc pas étonnant que les points représentant un nuage avec une partie condensée importante ne se trouvent pas bien ajustés par cette loi.

Finalement la droite représentée sur la figure 5.13 constitue un bon ajustement des points expérimentaux pour déterminer $\mathcal{F}_{\rm cor}$. On obtient ainsi $\mathcal{F}_{\rm cor} = 8 \pm 3$. La valeur 3 représente l'écart-type sur l'ensemble des valeurs possibles de $\mathcal{F}_{\rm cor}$, sans tenir compte du fait que l'on puisse surestimer $N_{\rm th}$ à faible nombre d'atomes, et constitue donc une valeur pessimiste de l'erreur commise. La valeur de $\mathcal{F}_{\rm cor}$ trouvée coïncide bien avec les bornes inférieures déduites de l'expérience réalisée en ajoutant un gradient de champ magnétique à la coupure du piège et de celle de spectroscopie du condensat.

5.4.2 Quelques données caractéristiques

Cette partie résume les principales caractéristiques du condensat de Bose-Einstein d'He* formé ainsi que celles du nuage thermique. Le nombre maximal d'atomes dans le nuage thermique s'élève à $1,5 \times 10^5$ atomes (chiffre déjà corrigé par $\mathcal{F}_{\rm cor}$) à une température typique de 1 μK. La forme du nuage suit une répartition proche d'une gaussienne avec une taille $\sigma_{x,y}(0) \sim 5,5$ μm dans les directions (Ox) et (Oy) et $\sigma_z(0) \sim 150$ μm suivant (Oz). La densité au centre du nuage vaut $n_{\rm th}(\mathbf{0}) \sim 4 \times 10^{12}$ at/cm^3. Le plus gros condensat observé contient 8×10^4 atomes, et possède un potentiel chimique égal à $\mu_{\rm bec} \sim 0,4$ μK, ou encore $\mu_{\rm bec} \sim 8$ kHz. Le condensat prend la forme, dans chaque direction de l'espace, d'une parabole inversée, délimitée par un rayon $r_{{\rm bec},x,y}(0) \sim 4,5$ μm dans les directions (Ox) et (Oy) et $r_{{\rm bec},z}(0) \sim 130$ μm suivant (Oz). La densité au centre du condensat vaut $n_{\rm bec}(\mathbf{0}) \sim 2 \times 10^{13}$ at/cm^3.

Tous les calculs concernant le condensat ont été effectués dans le cadre de l'approximation de Thomas-Fermi. Nous avons vu, au paragraphe 5.1.3, que cette approximation est justifiée dans le cas où $\left(\frac{\sigma_{{\rm oh},i}}{r_{{\rm bec},i}}\right)^4 \ll 1$, avec $r_{{\rm bec},i}$ la taille du condensat dans la direction i et $\sigma_{{\rm oh},i}$ celle de l'état fondamental de l'oscillateur harmonique suivant cette même direction.

Dans notre cas, les tailles moyennes de l'oscillateur harmonique valent $\sigma_{\mathrm{oh},x,y} \sim 1,3$ μm et $\sigma_{\mathrm{oh},z} \sim 7$ μm. Nous pouvons donc affirmer, *a posteriori*, que l'approximation de Thomas-Fermi se trouve complètement validée dans notre cas. Par ailleurs, il est intéressant de savoir si lors de la formation du condensat, le nuage thermique se trouve dans un régime collisionnellement épais, ou régime hydrodynamique. Pour cela, il faut comparer le taux de collisions élastiques au seuil de condensation avec les fréquences d'oscillation des atomes dans le piège. Pour une température critique de l'ordre de 1 μK, la densité critique vaut, d'après 5.9, $n_0 \sim 4 \times 10^{12}$ at/cm^3. La vitesse relative moyenne à cette température est de l'ordre de $\overline{v} \sim 10$ cm/s. On en déduit le taux de collisions élastiques correspondant $\gamma_{\mathrm{el}} = n_0\, 8\pi a^2\, \overline{v} \sim 2600$ s^{-1}, avec $a = 16$ nm. Le régime hydrodynamique est largement atteint dans la direction faible (Oz) puisque $\gamma_{\mathrm{el}} \gg \frac{\omega_z}{2\pi}$, et tout juste atteint dans les directions fortes (Ox) et (Oy) car $\gamma_{\mathrm{el}} \geq \frac{\omega_{x,y}}{2\pi}$. Ainsi, nos chiffres laissent penser que le nuage thermique se trouve dans le régime hydrodynamique lorsque la condensation se produit, ce que la référence [19] annonce également. Cela constituerait une des premières observations expérimentales du régime hydrodynamique pour un nuage d'atomes froids. En effet, la recherche de ce régime implique d'avoir un taux de collisions élastiques élevé et donc de réaliser un échantillon atomique particulièrement dense. Généralement les collisions entre atomes piégés détruisent le nuage avant de pouvoir atteindre ces densités [78]. Le fait d'entrer dans le régime hydrodynamique se révèle particulièrement intéressant, car celui-ci se caractérise par des propriétés de superfluidité particulières lorsque le gaz est dégénéré [79, 80, 81].

5.4.3 Mesure de la longueur de diffusion

L'analyse des signaux de temps de vol, observés en présence d'un condensat dans le piège, constitue un bon moyen d'estimer la longueur de diffusion a. La figure 5.14 montre l'évolution du potentiel chimique μ_{bec} en fonction du nombre d'atomes N_{bec} présents dans le condensat élevé à la puissance 2/5, ces deux données résultant de l'ajustement des signaux détectés. D'après la formule 5.14, μ_{bec} doit varier proportionnellement à $N_{\mathrm{bec}}^{2/5}$. On ajuste donc les points représentés sur la figure par une droite passant par l'origine. La pente de cette droite $A_{\mathrm{diff}} = 10$ nK/at$^{2/5}$ permet de remonter à la longueur de diffusion a. On a en effet la relation suivante

$$a = \frac{4}{15}\sqrt{\frac{2}{m}}\,\frac{1}{\hbar^2\,\omega_x\,\omega_y\,\omega_z}\,\frac{A_{\mathrm{diff}}^{5/2}}{\mathcal{F}_{\mathrm{cor}}}\,, \tag{5.28}$$

qui donne, après application numérique, $a = 16$ nm. L'ajustement des points par la droite semble très correct, ce qui justifie le fait d'avoir choisi un facteur correctif unique valable pour tous les signaux. Une étude statistique sur la longueur de diffusion, calculée pour chaque signal (correspondant à chaque point de la figure 5.14) en remplaçant A_{diff} par $\frac{\mu_{\mathrm{bec}}}{N_{\mathrm{bec}}^{2/5}}$ dans 5.28, fournit 64 valeurs ayant pour valeur moyenne 16 nm avec un écart-type de 6 nm. On retrouve la même incertitude relative que pour le facteur correctif $\mathcal{F}_{\mathrm{cor}}$.

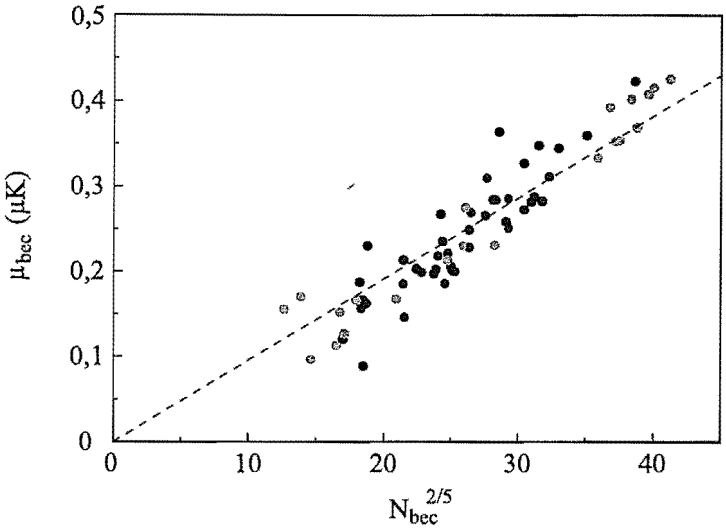


FIG. 5.14 – *Evolution du potentiel chimique μ_{bec} en fonction du nombre d'atomes N_{bec} présents dans le condensat élevé à la puissance 2/5, ces deux données résultant de l'ajustement des signaux détectés. Les points noirs correspondent à des nuages contenant un condensat et une partie thermique, ceux en gris correspondent à un condensat pur. D'après la formule 5.14, μ_{bec} doit varier proportionnellement à $N_{bec}^{2/5}$. L'ajustement des points expérimentaux à l'aide d'une droite passant par l'origine (ligne pointillée) fournit la pente $A_{diff} = 10\ nK/at^{2/5}$. On en déduit une mesure de la longueur de diffusion égale à $a = 16$ nm.*

Les deux méthodes de détermination de a (ajustement et étude statistique) donnent les mêmes résultats. Ainsi, la valeur de la longueur de diffusion, déduite des caractéristiques du condensat d'He*, est égale à $a = 16 \pm 6$ nm.

Notons que la constante de collisions élastiques pour un échantillon à 1 mK, calculée avec $a = 16$ nm, vaut $\alpha = 5 \times 10^{-9}$ cm^3/s, ce qui confirme la valeur déduite de nos mesures de thermalisation. D'autre part, la longueur de diffusion mesurée n'est pas tout à fait celle correspondant à 2 atomes dans l'état métastable 2^3S_1 dans le sous-niveau Zeeman $m_J = 1$. En effet, à cause de la coupure particulière des champs magnétiques, environ 12 % des atomes passent, en moins de 10 μs, dans le sous-niveau $m_J = 0$. Les collisions peuvent donc s'effectuer entre deux atomes dans des sous-niveaux Zeeman différents. Néanmoins la longueur de diffusion entre deux atomes dans $m_J = 1$ et celle entre un atome dans $m_J = 0$ et un atome dans $m_J = 1$ sont identiques car ces 2 interactions s'effectuent suivant le même potentiel moléculaire [47].

5.5 Observation du taux d'ions

En polarisant négativement la grille au-dessus du MCP, on attire les ions positifs produits par le nuage atomique piégé. Afin d'avoir une meilleure sensibilité de détection, on

passe en mode de comptage, chaque ion détecté produisant dans ce mode une impulsion normée (voir paragraphe 1.3.1). On s'affranchit ainsi des éventuelles fluctuations du gain de la détection électronique. L'observation du taux d'ions au cours de la formation et de la destruction du condensat fournit des informations précieuses sur la dynamique de formation du condensat et sur les différents processus le détruisant. Une nouvelle limite supérieure sur le taux de collisions Penning dans un échantillon atomique d'He* polarisé est donnée. Cette partie ne présente que des résultats très préliminaires. Une étude plus complète des signaux d'ions est réalisée actuellement, dont les résultats complets seront présentés dans de futurs travaux de thèse.

5.5.1 Durée de vie

La figure 5.15 présente un exemple des taux d'ions produits par un nuage thermique froid sans condensat et par un nuage en présence d'un condensat. Le taux d'ions indiqué en ordonnée représente le taux d'ions détecté et corrigé de la transmission des deux grilles, $T_{\rm gr} = (0,84)^2$, et du rendement quantique de la galette pour les ions, $\eta_{\rm ion} = 0,80$ donné par le constructeur. Le taux indiqué est donc le taux d'ions expérimental multiplié par un facteur 2, et représente le nombre d'ions s'échappant du piège par seconde, sous réserve que tous les ions atteignent l'ensemble de détection électronique. L'origine des ions issus du piège n'est pas triviale. Ils peuvent provenir de collisions sur le gaz résiduel, de collisions Penning entre atomes piégés ou de processus plus complexes comme des collisions à 3 corps par exemple. L'instant $t = 0$ marque la fin d'application de la RF servant au refroidissement évaporatif. Les taux d'ions représentent donc le nombre d'ions produit par seconde par le piège lors de la formation d'un nuage thermique froid ou d'un condensat, puis celui produit une fois le nuage froid ou le condensat formés permettant d'estimer la durée de vie dans le piège d'un nuage thermique et d'un condensat.

L'observation de la décroissance du taux d'ions, ajustée par une exponentielle décroissante, fournit la durée de vie du condensat évaluée à $\tau_{\rm bec} \sim 3$ s, et celle du nuage thermique évaluée à $\tau_{\rm th} \sim 7$ s. Ces mesures sont effectuées avec un couteau RF (ou "bouclier" RF) ayant une fréquence telle que $\eta > 15$. Il sert à éliminer les atomes pouvant acquérir de l'énergie par chauffage et risquant de détruire le condensat ou le nuage thermique [60, 25]. En absence de bouclier RF, les durées de vie mesurées sont légèrement inférieures (d'environ une seconde) à celles venant d'être énoncées. La densité au centre du condensat est typiquement de l'ordre de $n_{\rm bec}(\mathbf{0}) \sim 1 \times 10^{13}$ at/cm^3. En considérant que la durée de vie minimale du condensat vaut $\tau_{\rm bec,min} \sim 1$ s, on peut déduire une nouvelle borne supérieure sur le taux de collisions Penning au sein d'un échantillon atomique d'He* polarisé. On obtient $\beta^{\uparrow\uparrow} < \frac{1}{n_{\rm bec}(\mathbf{0})\,\tau_{\rm bec,min}}$, soit $\beta^{\uparrow\uparrow} < 1 \times 10^{-13}$ cm^3/s. Rappelons que pour un échantillon d'He* non polarisé, le taux de collisions Penning vaut $\beta_{s-s} \sim 10^{-10}$ cm^3/s (voir paragraphe 1.2.2). Théoriquement on s'attend à ce que la polarisation des atomes fasse chuter ce taux de 4 ordres de grandeur environ [38, 39, 40]. Nous observons donc expérimentalement une

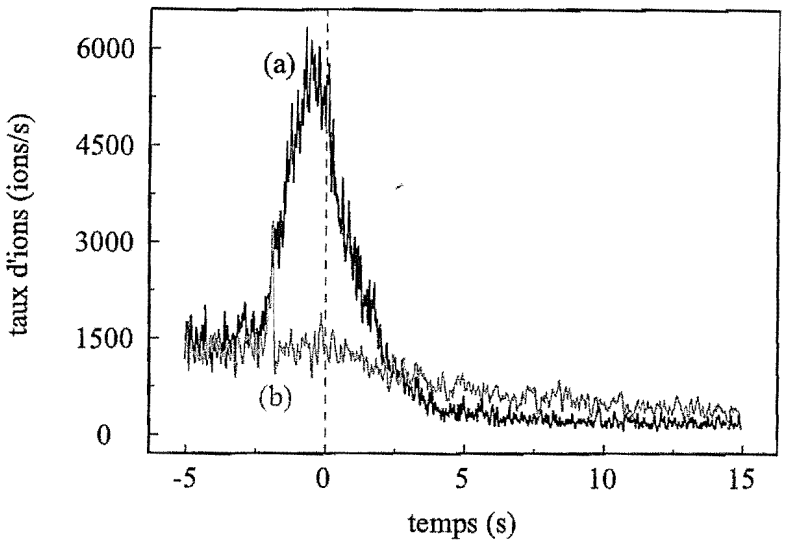


FIG. 5.15 – *Taux d'ions produit par un condensat (courbe noire (a)) et par un nuage thermique froid (courbe grise (b)). Le taux d'ions représenté en ordonnée correspond au nombre d'ions s'échappant du piège par seconde. L'instant $t = 0$ marque la fin d'application de la RF servant au refroidissement évaporatif. La présence d'une bosse sur le signal indique l'augmentation de la densité spatiale du nuage, signature de la formation d'un condensat dans le piège. Le signal d'ions constitue donc une méthode d'observation non-destructive du condensat, permettant de visualiser en direct la cinétique de formation et de destruction du condensat.*

réduction d'au moins 3 ordres de grandeur, ce qui constitue la première preuve expérimentale d'une réduction aussi importante. On peut aussi fixer une limite supérieure sur les processus de pertes à 3 corps de l'ordre de 1×10^{-26} cm^6/s, compatible avec la valeur de 2×10^{-27} prédite par la référence [39].

5.5.2 Formation du condensat

On observe, sur la figure 5.15, que le taux d'ions produit par le condensat présente une bosse alors que celui produit par le nuage thermique reste plat. Le condensat produit presque 4 fois plus d'ions que le nuage thermique. Cela s'explique, lors de la formation du condensat en fin d'évaporation, par l'augmentation de la densité dans le piège entraînant l'apparition de phénomènes de pertes produisant des ions. Le signal d'ions constitue donc une méthode d'observation non-destructive du condensat, permettant de visualiser en direct la cinétique de formation du condensat.

Afin de corréler l'apparition d'une bosse sur le taux d'ions avec la présence dans le piège d'un condensat, on effectue une mesure de temps de vol sur le MCP en coupant le piège 500 ms après la fin de l'évaporation. On a ainsi accès à la fois au signal d'ions lors de la formation du condensat et au nombre d'atomes dans le piège juste après sa formation,

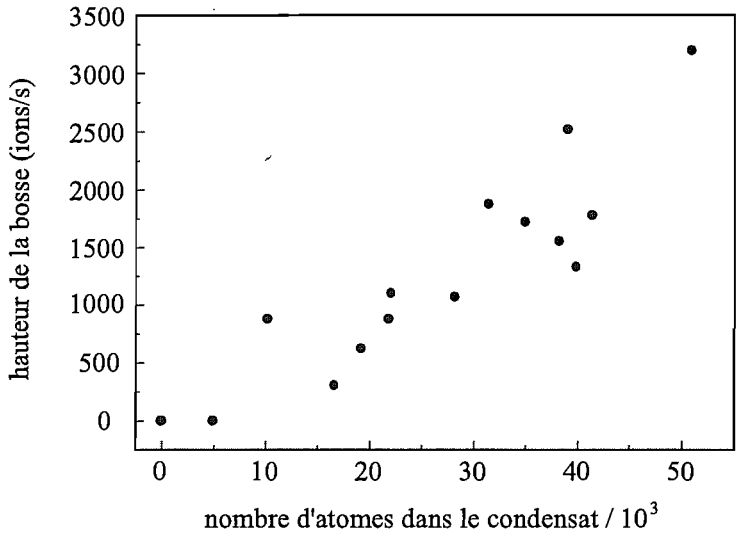


FIG. 5.16 – *Evolution de la hauteur de la bosse du taux d'ions, exprimée en ions/s, en fonction du nombre réel d'atomes dans le condensat, déduit de l'analyse des signaux détectés sur le MCP après la coupure du piège et corrigé par $\mathcal{F}_{cor}$. On voit que la hauteur de la bosse observée sur le taux d'ions augmente avec le nombre d'atomes présents dans la partie condensée du nuage piégé.*

le délai de 500 ms étant négligeable devant la durée de vie mesurée. Cela nous permet d'affirmer que lorsque le temps de vol détecté présente une double structure montrant la présence d'un condensat dans le piège, le taux d'ions exhibe une bosse. A l'inverse, lorsque le temps de vol indique la présence d'un simple nuage thermique froid dans le piège, le signal d'ions reste plat. En regardant l'allure du taux d'ions produit par le piège, on est donc capable de prédire la présence ou non d'un condensat dans le piège avant même d'avoir effectué un temps de vol du piège. De plus, une étude quantitative des signaux montre que la hauteur de la bosse observée sur le taux d'ions augmente avec le nombre d'atomes présents dans la partie condensée du nuage piégé. La figure 5.16 montre l'évolution de la hauteur de la bosse du taux d'ions, exprimée en ions/s, en fonction du nombre réel d'atomes dans le condensat, déduit de l'analyse des signaux détectés sur le MCP après la coupure du piège et corrigé par $\mathcal{F}_{\text{cor}}$. Le nombre d'atomes total dans le piège étant plus ou moins constant, l'augmentation du nombre d'atomes dans le condensat reflète une augmentation de la fraction condensée dans le piège. La loi de dépendance du taux d'ions en fonction du nombre d'atomes dans le condensat n'est pas triviale et dépend du phénomène de pertes prédominant à fortes densités. Ces résultats sont très préliminaires. Des études plus poussées sont en cours afin de caractériser ces pertes et de savoir si les ions produits par le condensat résultent de collisions Penning, de pertes à 3 corps, ou d'autres phénomènes.

Conclusion

Cette thèse a donc décrit le cheminement expérimental adopté pour atteindre la condensation de Bose-Einstein de l'hélium métastable. On a d'abord présenté le dispositif expérimental conçu dans ce but, en particulier le système de détection électronique et le piège magnétique généré par notre ensemble de bobines. D'une part, on a souligné la grande souplesse de notre détection électronique, permettant de détecter les atomes d'He^* de manière efficace et très rapide. D'autre part, afin de caractériser le champ magnétique de piégeage, des études *in situ* de ce champ ont été réalisées, en utilisant une sonde laser ou une onde RF pour interagir avec les atomes piégés. Nos mesures de spectroscopie du piège magnétique ont montré que le nuage atomique se trouve proche de l'équilibre thermodynamique dans le piège et que l'onde RF agit correctement sur les atomes. Lors de nos études préliminaires à l'obtention de la condensation de Bose-Einstein, nous avons également développé une méthode originale de mesure du temps de thermalisation au sein de notre échantillon atomique, et modélisé notre expérience pour en déduire une valeur du taux de collisions élastiques. Les résultats obtenus se sont avérés en accord avec ceux prédits théoriquement, et optimistes quant à la possibilité d'effectuer un refroidissement évaporatif efficace et atteindre la condensation de Bose-Einstein avec notre nuage atomique d'He^*.

Le manuscrit a donc décrit ensuite la méthode employée pour réaliser le refroidissement évaporatif et montré l'évolution des signaux observés au cours du refroidissement. Il a mis en avant la signature sur nos signaux expérimentaux de l'apparition d'un condensat. Un problème mettant en relief un trop faible nombre d'atomes détectés a été soulevé, puis analysé et compris grâce à nos mesures antérieures de l'évolution du champ magnétique à la coupure. Deux expériences ont été mises en oeuvre pour confirmer notre analyse de cette question. L'une a testé l'influence sur la trajectoire des atomes de la présence d'un gradient de champ magnétique supplémentaire à la coupure du piège ; l'autre a utilisé le couplage des atomes piégés avec une onde RF appropriée pour extraire les atomes du piège sans avoir à le couper. On a montré que, contrairement à toute attente, cette particularité, liée à la manière dont le champ magnétique décroît et entraîne une diminution du nombre d'atomes détectés, se révèle en fait comme un formidable atout, permettant de couper le piège magnétique extrêmement rapidement. On a ensuite expliqué la procédure adoptée pour ajuster nos signaux expérimentaux et donc connaître les caractéristiques des conden-

sats formés. L'analyse d'un grand échantillon de signaux observés a permis de calibrer le facteur correctif $\mathcal{F}_{\text{cor}}$ à appliquer au nombre d'atomes détectés et de déduire une valeur de la longueur de diffusion. Enfin, quelques résultats préliminaires tirés de l'observation du taux d'ions produits par le nuage atomique piégé ont été exposés. On a insisté sur le fait que notre dispositif de détection électronique se comporte alors comme un moyen non-destructif d'observation du condensat, permettant en particulier d'avoir accès à sa cinétique de formation et de destruction.

La réalisation d'un condensat d'He* en utilisant un système de détection électronique tel que notre MCP se révèle particulièrement excitante et laisse présager la mise en oeuvre d'expériences originales [82]. D'une part, il nous faut améliorer notre procédure d'ajustement des temps de vol observés sur le MCP. Nous espérons ainsi pouvoir déterminer de manière plus précise le facteur correctif $\mathcal{F}_{\text{cor}}$ à appliquer au nombre d'atomes détectés, et diminuer les incertitudes sur les caractéristiques du condensat et du nuage thermique données par les ajustements. D'autre part, nous envisageons d'appliquer sur les atomes du piège deux faisceaux lasers, induisant des transitions Raman entre les sous-niveaux Zeeman $m_J = +1$ et $m_J = 0$ de l'état métastable 2^3S_1 [83]. Cette technique permet de réaliser un coupleur de sortie Raman, entraînant l'extraction des atomes hors du piège vers le sous-niveau $m_J = 0$ insensible aux champs magnétiques. Comme l'expérience de spectroscopie RF du condensat, elle conduit à une mesure du facteur correctif $\mathcal{F}_{\text{cor}}$, et crée un "laser à atomes" pouvant être utilisé dans des expériences nécessitant des ondes de matière cohérentes [84].

Par ailleurs, un système électronique de comptage performant a été mis en place, permettant de détecter individuellement les atomes frappant le MCP, et rendant ainsi notre méthode de détection encore plus sensible et rapide. Avec ce système, des études poussées du taux d'ions produits par le condensat sont actuellement réalisées. On devrait ainsi pouvoir connaître les phénomènes (collisions Penning, collisions à 3 corps, ...) gouvernant la cinétique de formation et de destruction du condensat, et en déduire une valeur, et non plus une borne supérieure, des taux de collisions à 2 et 3 corps. Enfin, en remplaçant notre MCP par un détecteur capable de résoudre temporellement et spatialement les atomes, nous désirons mesurer les fonctions de corrélations spatio-temporelles d'ordre 2 d'un condensat et d'un nuage thermique, et réaliser ainsi des expériences d'Optique quantique atomique.

Annexe A

L'atome d'He*

L' ^{4}He est un boson ne possédant pas de structure hyperfine. Le premier état excité 2^3S_1 se situe environ 20 eV au-dessus de l'état fondamental 1^1S_0. Il est métastable avec une durée de vie de ~ 9000 s [85], donc pratiquement infinie à l'échelle de nos expériences. La transition utilisée pour la manipulation laser s'effectue entre cet état métastable et l'état excité 2^3P_2 pour une longueur d'onde de $\lambda = 1,083$ μm. Il s'agit d'une transition $J = 1 \rightarrow J = 2$ pratiquement fermée.

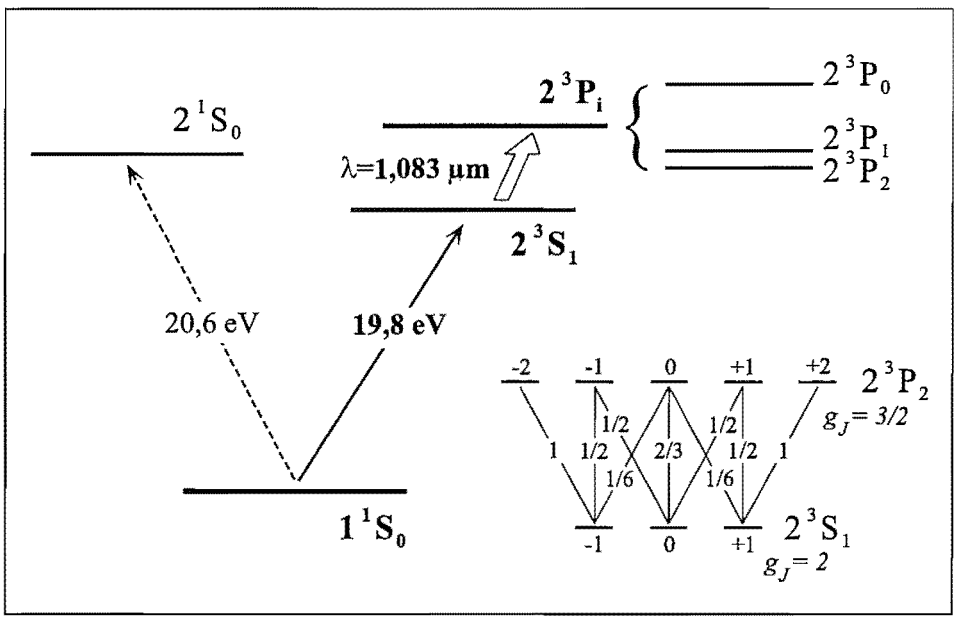


FIG. A.1 – *Premiers niveaux d'énergie de l'hélium.*

La figure A.1 montre les premiers niveaux de l'hélium et détaille la transition $J = 1 \rightarrow J = 2$. Expérimentalement, pour réaliser cette transition optique dans l'infrarouge, nous utilisons des diodes lasers DBR (SDL 6702-H1) délivrant 50 mW de puissance, de

grandeur	notation	valeur	unité
masse	m	$6,7 \times 10^{-27}$	kg
longueur d'onde de 2^3S_1 - 2^3P_2	λ	1,083	μm
largeur de 2^3S_1 - 2^3P_2	Γ	$1,6 \times 10^6 \times 2\pi$	rad/s
intensité de saturation	I_{sat}	0,16	mW/cm^2
température Doppler (1D)	T_{Dop}	38	μK
température de recul	T_{rec}	4	μK
énergie d'ionisation à partir de 2^3S_1	E_{ion}	24,6	eV

TAB. A.1 – *Quelques données concernant l'hélium.*

largeur en fréquence 3 MHz et asservies sur la transition optique par absorption saturée ou injection. Le tableau A.1 donne quelques caractéristiques de l'hélium pouvant être utilisées dans ce manuscrit. Il est intéressant de noter que le facteur de Landé de l'état métastable 2^3S_1 vaut $g_J = 2$, ce qui favorise un couplage efficace avec un champ magnétique.

Annexe B

Articles

Two body loss rate in a magneto-optical trap of metastable He

A. Browaeys, J. Poupard, A. Robert, S. Nowak, W. Rooijakkers, E. Arimondo, L. Marcassa, D. Boiron, C. I. Westbrook and A. Aspect, *Eur. Phys. J. D* **8**, 199-203 (2000).

Magnetic trapping of metastable helium atoms

S. Nowak, A. Browaeys, J. Poupard, A. Robert, D. Boiron, C. I. Westbrook and A. Aspect, *Appl. Phys. B* **70**, 455-457 (2000).

Thermalization of magnetically trapped metastable helium

A. Browaeys, A. Robert, O. Sirjean, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I. Westbrook and A. Aspect, *Phys. Rev. A* **64**, 034703(1-4) (2001).

A Bose-Einstein Condensate of Metastable Atoms

A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I. Westbrook and A. Aspect, *Science* **292**, 461-464 (2001).

Bose-Einstein condensation of metastable helium : some experimental aspects

C. I. Westbrook, A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, D. Boiron and A. Aspect, *to be published in proceedings of the 15th international conference on laser spectro-*

scopy, Snowbird Utah, June 11-15 2001, World Scientific, Singapore 2002.

Eur. Phys. J. D 8, 199–203 (2000)

THE EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL D

EDP Sciences
© Società Italiana di Fisica
Springer-Verlag 2000

Two body loss rate in a magneto-optical trap of metastable He

A. Browaeys[1], J. Poupard[1], A. Robert[1], S. Nowak[1,a], W. Rooijakkers[1,b], E. Arimondo[2], L. Marcassa[3], D. Boiron[1], C.I. Westbrook[1], and A. Aspect[1]

[1] Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique[c], B.P. 147, 91403 Orsay Cedex, France
[2] INFM and Dipartimento di Fisica, Università di Pisa, Piazza Torricelli 2, 56126 Pisa, Italy
[3] IFSC, Universidad of São Paulo, Caixa Postal 369, 13560-970, São Carlos S.P., Brazil

Received 20 April 1999 and Received in final form 12 July 1999

Abstract. We have measured the two body loss rate in a magneto-optical trap containing triplet metastable He atoms. We find a rate constant $\beta = 3 \times 10^{-8}$ cm^3/s at a -8 MHz detuning, with an uncertainty of a factor 2. This measurement is in disagreement with a recent experiment which measures the absolute, ion-producing collision rate, but agrees with several other published measurements.

PACS. 32.80.Pj Optical cooling of atoms; trapping – 34.50.Rk Laser-modified scattering and reactions

Metastable helium (He*) is an interesting and unusual atom for laser cooling and trapping studies. It has a very well understood structure and is thus of interest for precision measurements [1]. Its large recoil velocity poses unusual problems for producing laser cooled samples, and also provides an interesting testing ground for the theory of laser cooling when the recoil velocity is large [2]. It has also been suggested as a promising candidate for evaporative cooling [3]. Dense, cold samples would clearly be useful for furthering these studies. Already in the first magneto-optical trap (MOT) for He* however, it was reported that light assisted collisions lead to large two body loss rates and severely limit the density [4]. On the other hand, a recent experiment reported a very much lower loss rate constant [5]. It is obviously of great importance to resolve this discrepancy in order to understand the loss processes.

The loss rate measured in reference [4] was attributed to the following processes:

$$\mathrm{He}^*(2^3\mathrm{S}, 2^3\mathrm{P}) + \mathrm{He}^*(2^3\mathrm{S}) \rightarrow \begin{cases} \mathrm{He}(1^1\mathrm{S}) + \mathrm{He}^+(1^2\mathrm{S}) + e^- \\ \mathrm{He}_2^+ + e^- \end{cases} .$$

This rate was measured by monitoring all the ions produced by the trap and observing the non-exponential decay of the ion signal. By contrast, the work of reference [5] reports an absolute measurement of the He^+ and He_2^+ ion production rate and found a rate 40 times smaller than that of reference [4]. This new rate appeared to be in good agreement with a theoretical calculation made by the authors. Since the technique of reference [4] is sensitive to the total two body loss rate while that of reference [5] observes only the ion production rate, this discrepancy may point to some other light-assisted collision process that does not produce ions.

In order to help clarify this issue, we have undertaken a new experiment to measure the two body loss rate paying close attention to several possible sources of systematic errors including the measurement of the density. We use the trapped atom fluorescence to observe the non-exponential decay of the trap. Our experiments confirm the measurements of reference [4] and seem to indicate that the two body loss rate is much higher than the rate measured by [5]. In addition, even more recent experiments, one measuring the trap loss [6] and one measuring the absolute ion production rate [7], appear to agree with our results. Thus, the preponderance of experimental data indicate that the two body loss rate from the trap is higher than measured in [5] and is largely due to ionizing collisions.

Our starting point is the phenomenological equation for the evolution of the number $N(t)$ of trapped atoms during the loading of the MOT

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}N(t) = R - \frac{N(t)}{\tau} - \beta \int n^2(\mathrm{r}, t)\mathrm{d}^3 r \,. \qquad (1)$$

In this equation R is the flux of atoms captured by the trap during the loading. It depends on various parameters of the MOT, particularly on the detuning and intensity of the trapping laser. The lifetime τ of the trap is due to collisions of He* with background gas molecules. Our measurements indicate that τ is independent of the MOT parameters to within 20%. The last term of the equation describes the two body losses resulting from collisions between trapped atoms. Our definition of β is the same

[a] e-mail: stephan.nowak@iota.u-psud.fr
[b] *Present address:* Sussex Center for Optical and Atomic Physics, University of Sussex, Brighton BN1 9QH, UK.
[c] Unité Mixte du CNRS No. 8501

as that of references [4–6], and we have assumed that the quantity β is independent of position.

If one assumes that the spatial distribution is independent of the number of atoms in the trap, one can write $n(\mathbf{r},t)$ as a product $n_0(\mathbf{r})f(t)$ where $n_0(\mathbf{r})$ describes the shape of the trapped atom distribution. In this case the last term in equation (1) can be expressed as $-\beta N^2(t)/V_{\text{eff}}$, where V_{eff} is an effective volume of the trap. Our measurements indicate that V_{eff} is indeed independent of the number of trapped atoms and, during the trap decay, independent of time. As the trap has a Gaussian profile in 3 dimensions $V_{\text{eff}} = \pi^{\frac{3}{2}}(2\sigma_x)(2\sigma_y)(2\sigma_z)$, where σ is the rms size.

The decay of N is given by integrating equation (1) with respect to time in the absence of loading ($R = 0$) and assuming that the initial number of atoms is equal to the steady state value $N(0) = N_{\text{S}}$. This leads to

$$N(t) = \frac{N_{\text{S}}}{\left(1 + \frac{\beta N_{\text{S}}\tau}{V_{\text{eff}}}\right)e^{\frac{t}{\tau}} - \frac{\beta N_{\text{S}}\tau}{V_{\text{eff}}}}. \tag{2}$$

In the presence of a loading rate ($R \neq 0$) the solution for equation (1) with $N(0) = 0$ is

$$N(t) = N_{\text{S}}\frac{1 - e^{-\frac{t}{\tau_0}}}{1 + \frac{N_{\text{S}}^2\beta}{V_{\text{eff}}R}e^{-\frac{t}{\tau_0}}} \tag{3}$$

where

$$\tau_0 = \frac{\tau}{\sqrt{1 + \frac{4\beta R\tau^2}{V_{\text{eff}}}}}. \tag{4}$$

Equation (3) describes the number of trapped atoms during the loading phase. The steady state solution for equation (1) gives a simple relation between β and N_{S}

$$\beta = \frac{R - \frac{N_{\text{S}}}{\tau}}{N_{\text{S}}^2}V_{\text{eff}}. \tag{5}$$

The above equations all offer different, though related routes to get β. Taking for example equation (5), one can measure V_{eff} using camera observations, τ using the exponential decay of the trap when the density is low, and N_{S} from the number of trapped atoms observed in steady state. The quantity R can also be measured by observing the initial slope of the loading curve $R = \mathrm{d}N/\mathrm{d}t(t = 0)$. Note that the uncertainty with which one measures R is highly correlated with that of N_{S}. If τ is very large, N_{S}/τ can be neglected compared to R and thus τ is unimportant in determining β. Equations (2, 3) permit the determination of β by fitting the decay and loading curves. However, the fitting parameters contain combinations of the quantities β, N_{S} and V_{eff}, so that it is still necessary to make independent measurements of N_{S} and V_{eff} to extract β. Our strategy is to use all three methods to check the consistency of our approach while making the best measurements we can of N_{S} and V_{eff}.

Our LN_2 cooled helium source is similar to the one described in references [8,9]: a high voltage DC discharge produces metastable atoms. The flux of metastable atoms is 10^{12} s^{-1} (luminosity of 4×10^{14} sr^{-1}s^{-1}). The mean longitudinal velocity is 1300 m/s and the FWHM of the velocity distribution is 300 m/s. We optically manipulate the atomic beam with laser light using the closed transition 2^3S_1–2^3P_2 at a wavelength of 1083 nm. The natural linewidth is $\Gamma/2\pi = 1.6$ MHz. The light is emitted by 50 mW DBR laser diodes. Their frequency width Γ_{diode} is estimated from the measured beat note between two identical diodes. The measured width was 4 ± 0.5 MHz, FWHM from which we deduce $\Gamma_{\text{diode}}/2\pi = 2 \pm 0.3$ MHz, assuming Lorentzian line shapes. They are locked on the transition $^3S_1$–$^3P_2$ using saturated absorption in a He RF discharge cell. The detuning of the laser trapping beams is controlled with an adjustable Zeeman shift produced by Helmholtz magnetic coils around the He cell.

We collimate the atomic beam using a transverse molasses with curved wave fronts [9–11]. Under normal trapping conditions, we observe an increase in the number of trapped atoms of a factor 6. This molasses also allows us to bend the atomic beam by an angle of 1° so as to reduce the flux of ground state atoms as well as ions and UV photons produced in the discharge. The atoms are then slowed down in a Zeeman slower to a velocity less than 50 m/s. The Zeeman field passes through zero partway along the slowing path so as to allow us to detune the slowing laser by −400 MHz from the $^3S_1$–$^3P_2$ resonance. The total slowing length is 2.4 m.

The resulting slow atomic beam then loads a MOT consisting of three retroreflected laser beams. The center intensity per beam is 4 mW/cm^2, and the waist diameter of the order of 2 cm. The magnetic field gradients were 10, 6 and 4 G/cm in the different directions. The lack of symmetry is due to the presence of the Zeeman slower and a compensation coil which remained on during the experiment. A typical background pressure of 4×10^{-8} mbar results in a lifetime τ of the trap of 150 ms. This lifetime is unchanged when either the atomic beam or the cooling laser is blocked by a mechanical shutter. The temperature of the trap was roughly measured by an absorption technique to be 1.5 mK at a detuning of the trapping laser of −20 MHz.

The measurement of β proceeds in two steps. First one fits the data to one of the equations (2, 3) or (5). For example typical decay curves of the trap fluorescence at 1.083 μm when cutting off the slowing laser beam at time $t = 0$ are shown in Figure 1 for two detunings of the trapping laser. For a −16 MHz detuning the decay is purely exponential whereas at −6.4 MHz the decay is exponential only for times bigger than 150 ms. Before that the influence of the non linear terms of equation (1) is clearly visible. Fitting this nonlinearity leads generally to a measurement of $\beta N_{\text{S}}/V_{\text{eff}}$. The next step is to measure N_{S} and V_{eff} to extract the rate constant β. We discuss these steps below.

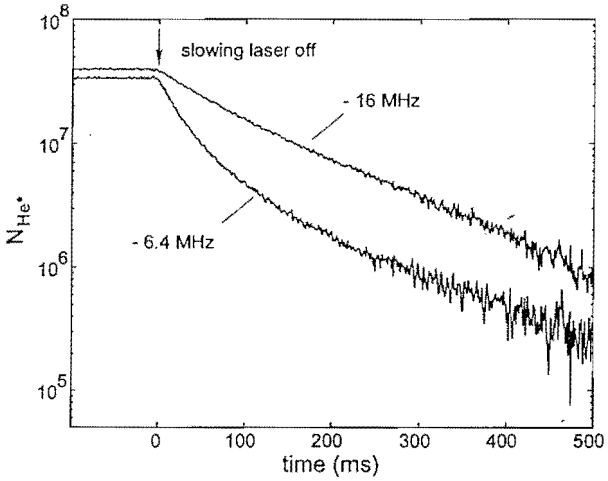


Fig. 1. Time dependence of the trap fluorescence for two different detunings. The vertical axis is logarithmic, and the curvature is due to two body loss processes

To analyse curves such as in Figure 1 we use the analytical solution (2) with $\beta N_S/V_{\text{eff}}$ and the lifetime τ as fitting parameters. We checked that the value of τ is the one deduced from a fit of the exponential part of the decay, reached when the number of trapped atoms is low enough for the two body collisions between He* atoms to be negligible. We measured V_{eff} as a function of the number of atoms in the trap. We did this both by changing the loading rate and observing the size in steady state as well as by taking pictures during the decay of the trap. In both cases we see a 30% increase in the size as the number of atoms increases from 3×10^6 to 3×10^7. This change in size only has a small effect on the resulting value of β ($\sim$ 10%). We estimate the uncertainty in the fitted parameters to be approximately 10% by examining dispersion in the results when we fit the same data over different time intervals. Fits to data taken under nominally the same conditions within several hours show a statistical dispersion of 15%.

To confirm the results we get from the decay curves, we also performed a fit of the loading of the trap to the function in equation (3). Our fits give a value of $\beta N_S/V_{\text{eff}}$ that is a factor of 2 smaller than the one we get using the decay data from the same run. We also used equation (5) to get β by measuring R/N_S from the initial slope of the loading curve (and using the value of τ from the fit of the decay curve). This method also gives a β that is 2 times smaller than the decay curve. This disagreement is surprising because although the absolute uncertainties with which we measure N_S, V_{eff}, and β are of order a factor of two, most of the uncertainties should be common to the three methods.

To explain this discrepancy we first checked that it is not due to the presence of the slowing laser or the atomic beam. We found that decay data give the same value of β and τ regardless of the presence of the slowing laser and the atomic beam. We also checked that the value of β derived from the loading curve did not change when we blocked that part of the slowing laser beam which intersected the MOT by an absorber, thus making a dark spot slower [12].

We also made measurements of the trap size and shape during loading. In the first 10 ms of loading the trap is not Gaussian but rather appears to have a slight halo in the direction from which the atomic beam arrives. It appears that in the early phases of loading the atoms are not immediately captured in the steady state volume of the trap. Thus the effective volume of the trap is slightly bigger than is assumed in equation (3). This may account for the discrepancy. It is difficult to quantitatively estimate the influence of this effect on the value of β deduced from the loading curve because the temporal resolution with which we were able to observe the loading trap was only of order 5 ms. At the start of the loading the number of atoms in the trap varies rapidly on this time scale. We conclude that the loading curves are probably not as reliable for extracting β as the decay data. On the other hand, in view of our overall uncertainty, this discrepancy is not large and thus the loading curves do confirm our results at the factor of two level. In what follows we will only show data derived from the decay curves.

In order to determine the number of trapped atoms N_S we monitor the total power P scattered by the trapped atoms into a solid angle Ω with a photodiode. This power is given by $P = \hbar\omega\Gamma(\Omega/4\pi)\pi_P N_S$, where ω and Γ are the frequency and natural linewidth of the MOT transition and π_P is the fraction of atoms in the excited state. We use the following formula to calculate π_P [13]

$$\pi_P = \frac{1}{2}\frac{C\dfrac{I}{I_0}}{1+C\dfrac{I}{I_0}+\left(\dfrac{2\Delta}{\Gamma_{\text{diode}}+\Gamma}\right)^2} \qquad (6)$$

where Δ is the laser detuning from resonance and I is the total laser intensity of all 6 beams taken at the center of the Gaussian profile. I_0 is the saturation intensity of the transition taking into account the width of the lasers, that is $I_0 = (\Gamma_{\text{diode}}+\Gamma)I_{\text{sat}}/\Gamma = 0.37$ mW/cm^2, where $I_{\text{sat}} = 0.16$ mW/cm^2 for the transition $m_J = 1 \longleftrightarrow m_J = 2$. The phenomenological parameter C would be equal to unity if a single, circularly polarized beam were present and all atoms were in $m_J = 1$ ground state. However, since 6 differently polarized beams are present at the center of the trap, C should be smaller. In reference [13] it was found empirically for a Cs MOT that C is somewhat larger than the average of the squares of the Clebsch-Gordan coefficients over all possible transitions. For the $J = 1 \longleftrightarrow J = 2$ transition this average is 0.56. We will assume here $C = 0.8\pm0.2$. Because of the high saturation of our MOT, the uncertainty we have assumed for C amounts to only a 5% uncertainty in π_P for small detunings and 10% for large detunings. The high saturation also means that we are not very sensitive to the effect of the linewidth of the lasers.

We have roughly confirmed the value of π_P by measuring the absorption of a weak resonant probe beam through

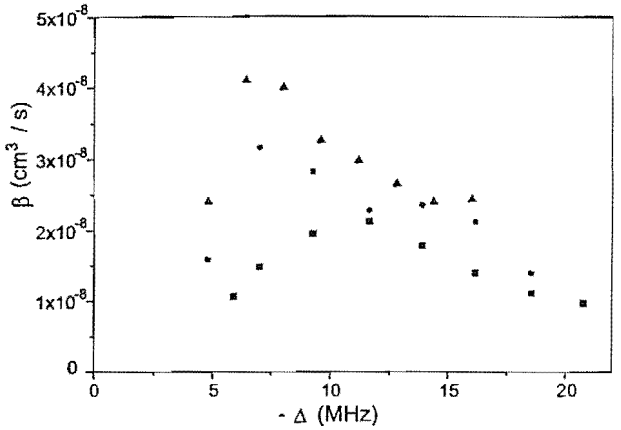


Fig. 2. Fitted two body loss rate coefficient β as a function of detuning at total intensity $I/I_{\rm sat} = 160$. Different symbols refer to different runs taken on different days.

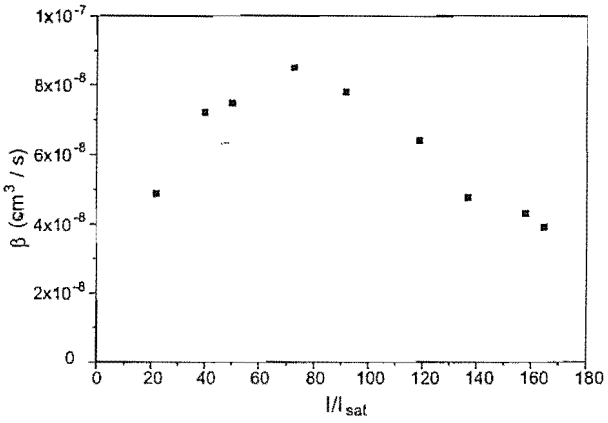


Fig. 3. Fitted two body loss rate coefficient β as a function of total intensity at detuning $\Delta = -6$ MHz.

the atomic cloud after the MOT laser beams had been turned off. Our observation of 30% absorption on resonance confirms the measurement of the number of trapped atoms to within a factor of two. Note also that the observed absorption indicates that, at typical MOT detunings, the optical thickness of the cloud is negligible. The calibration of our photodiode is known to the order of 10%. The major source of uncertainty in $N_{\rm S}$ is the solid angle which we can only estimate to within a factor of 1.5. We estimate the uncertainty in our detected power measurement (P) to be about 20%.

The volume $V_{\rm eff}$ is measured by observing the size of the trap along three orthogonal axes in the steady state regime using a calibrated CCD camera. The Zeeman shift due to the magnetic field gradient is negligible compared to our detuning and therefore does not affect our estimate of the volume. Similarly the Doppler shift at 1.5 mK, about 2 MHz, is negligible as well. We estimate the uncertainty in $V_{\rm eff}$ to be about 20%.

Our final uncertainty in the absolute value of β is the quadrature sum of the contributions described above and is dominated by the statistical fluctuations in $\beta N_{\rm S}/V_{\rm eff}$ and by the uncertainty in the solid angle, both of order 50%. The total uncertainty is a little less than a factor of two. Therefore our conclusion that $\beta = 3\times10^{-8}$ cm^3/s at a -8 MHz detuning of the trapping laser is to be understood as 1.5×10^{-8} cm^3/s $< \beta < 6 \times 10^{-8}$ cm^3/s.

We performed the measurement of β for various detunings of the trapping beams, from -5 MHz to -16 MHz, and various intensities corresponding to $I/I_{\rm sat}$ varying from 10 to 160. We found that in steady state, the shape of the trap is always Gaussian. The volume $V_{\rm eff}$ varies between 30 mm^3 and 200 mm^3. The number of trapped atoms slightly increases with the detuning of the trapping beams from 3×10^7 up to 4×10^7 while the density at the center decreases from 3×10^9 cm^{-3} to 6×10^8 cm^{-3}. The dependence of β with the detuning and the intensity is shown in Figures 2 and 3. Figure 2 presents the measured values for β *versus* the detuning of the trapping laser for experiments carried out on 3 different days at nominally the same conditions. There are clearly some conditions in the MOT that are not very reproducible. The uncertainty in the solid angle is common to all measurements, therefore the trends shown in Figures 2 and 3 are weak but statistically significant. The detuning dependence shows the same general behavior as the data of reference [5] although it was taken over a much smaller range of detunings. This behavior can be understood in terms of a model similar to reference [14] in which one assumes that a competition between incident flux and survival give a maximum collision rate at some value of the detuning.

In order to compare our results to other measurements, we note that our results are consistent with those of reference [4], which found 2×10^{-8} cm^3/s $< \beta < 3 \times 10^{-7}$ cm^3/s for a detuning of -5 MHz and approximately the same intensity. Our results also agree with two recent experiments done with MOT parameters similar to ours: reference [6] used the decaying trap signal to find $\beta = 1 \times 10^{-8}$ cm^3/s and reference [7] reports a measurement $\beta = 4 \times 10^{-8}$ cm^3/s using the absolute ion signal. All these results disagree with that of [5], who measured $\beta = 2 \times 10^{-9}$ cm^3/s at -5 MHz detuning and about the same intensity. The experiment of reference [7] is very important in ruling out the possibility that a decay mechanism producing no ions can account for the result of reference [5]. Note also that the work of reference [6] also includes measurements of trap loss processes resulting in metastables escaping from the trap (radiative escape). This also lends credence to the view that ionizing collisions are indeed the primary trap loss mechanism.

S.N. acknowledges support from the EU under grant ERBFMRX CT96-0002 and from the DFG under grant No. 392/1-1. This work was supported by the Région Ile de France. We thank P. Tol for helpful comments and for communicating his results before publication.

References

1. F. Minardi, G. Bianchini, P. Cancio Pastor, G. Giusfredi, F.S. Pavone, M. Inguscio, Phys. Rev. Lett. **82**, 1112 (1999).
2. B. Saubaméa, T.W. Hijmans, S. Kulin, E. Rasel, E. Peik, M. Leduc, C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **79**, 3146 (1997).
3. P. Fedichev, M. Reynolds, U. Rahmanov, G. Shlyapnikov, Phys. Rev. A **53**, 1447 (1996).
4. F. Bardou, O. Emile, J.-M. Courty, C.I. Westbrook, A. Aspect, Europhys. Lett. **20**, 681 (1992).
5. H.C. Mastwijk, J.W. Thomsen, P. van der Straten, A. Niehaus, Phys. Rev. Lett. **80**, 5516 (1998).
6. P.J.J. Tol, N. Herschbach, E.A. Hessels, W. Hogervorst, W. Vassen, Phys. Rev A. **60**, 761 (1999).
7. M. Kumakura, N. Morita, Phys. Rev. Lett. **82**, 2849 (1999).
8. W. Rooijakkers, W. Hogervorst, W. Vassen, Opt. Commun. **123**, 321 (1996).
9. G. Labeyrie, Ph.D. thesis, University Paris-Sud, 1998.
10. J. Nellessen, J. Müller, K. Sengstock, W. Ertmer, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2149 (1989).
11. N. Vansteenkiste *et al.*, J. Phys. II France **1**, 1407 (1991).
12. S. Miranda, S.R. Muniz, G.D. Telles, L.G. Marcassa, K. Helmerson, V.S. Bagnato, Phys. Rev. A **59**, 882 (1999).
13. C.G. Townsend, N. Edwards, C. Cooper, K. Zetie, C. Foot, A. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, J. Dalibard, Phys. Rev. A **52**, 1423 (1995).
14. A. Gallagher, D.E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **63**, 957 (1989).

Appl. Phys. B 70, 455–457 (2000) / Digital Object Identifier (DOI) 10.1007/s003400000246

Applied Physics B
Lasers
and Optics

Rapid communication

Magnetic trapping of metastable helium atoms

S. Nowak, A. Browaeys, J. Poupard, A. Robert, D. Boiron, C. Westbrook, A. Aspect

Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Unité Mixte du CNRS n° 8501, BP 147, 91403 Orsay Cedex, France

Received: 18 October 1999/Revised version: 13 January 2000/Published online: 23 February 2000 – © Springer-Verlag 2000

Abstract. Metastable helium atoms were efficiently transferred from a magneto-optical trap (MOT) to a magnetic quadrupole trap, producing samples of up to 3×10^7 magnetically trapped atoms at a temperature of about 1 mK. We observe purely exponential decay of the samples with time constants of 9–10 s and derive an upper bound for the rate coefficient of inelastic Penning collisions.

PACS: 32.80.Pj; 42.50.Vk; 34.50.RK

The breakthrough achievement of Bose–Einstein condensation (BEC) [1, 2] in dilute atomic vapors was largely due to the successful combination of laser cooling, magnetic trapping and evaporative cooling. But, although cooling and trapping techniques have been applied to many different atomic species, BEC in dilute gases has been achieved for only a few elements. Metastable helium (He*) is an interesting and challenging candidate for extending the list of Bose condensed gases beyond the first column of the periodic table [3]. Cold, dense samples of He* could possibly have many applications in precision measurements [4] and in surface potential studies [5]. Metastable helium, however, poses particularly difficult problems for experiments. One of the worst of these is the severe limit for the particle density in a magneto-optical trap (MOT) due to light-assisted Penning ionizing collisions [6–10]. The rate of Penning ionization can be greatly suppressed in magnetic traps, first because of the absence of resonant light, and secondly because in a magnetic trap, Penning ionizing collisions are highly forbidden by spin conservation when the sample is spin polarized in the magnetic trap. A suppression of five orders of magnitude is estimated in theory [11]. In addition, an elastic collision rate in the spin polarized sample large enough that evaporative cooling should be possible is estimated in [11]. In this paper we report the efficient transfer of He*-atoms from a MOT to a magnetic trap. The observed magnetic trap lifetime allows us to put an upper limit on the inelastic collision rate coefficient for spin-polarized atoms.

An atom with magnetic moment μ, adiabatically following a magnetic field $\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r})$, experiences a potential

$$W_{\mathrm{mag}} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{B}(\boldsymbol{r}) = g_J m_J \mu_{\mathrm{B}} B(\boldsymbol{r}) \ . \tag{1}$$

Here, μ_{B} is the Bohr magneton and for He* $m_J = -1, 0, +1$ and $g_J = 2$. For $m_J = +1$, this potential is confining at a local minimum of the magnitude of the magnetic field, $B(\boldsymbol{r})$. In our experiment we use a simple magnetic quadrupole potential produced by two parallel coils with opposite currents, which has already proven useful in BEC experiments [2]. This potential has the advantage of having a nonzero gradient close to the center, thus confining more tightly than a parabolic trap [12, 13], and producing an exponentially peaked density distribution.

We use a DC-gas discharge source [14] to produce a beam of metastable helium atoms (intensity $10^{14}\ \mathrm{s^{-1}sr^{-1}}$), which is transversely collimated with a molasses, and slowed with a Zeeman slower to a velocity of 10–30 m/s to load an MOT in the standard 6-beam σ^+/σ^- configuration. There we have 10^8 atoms (based on absolute fluorescence measurements) at a central density of $10^9\ \mathrm{cm^{-3}}$ (limited by Penning collisions), at temperatures between 0.6 and 1.5 mK, depending on laser detuning. Laser light resonant with the atomic transition $2\,^3S_1 - 2\,^3P_2$ (1083 nm) is provided by DBR laser diodes (Spectra Diode Labs) locked to this transition, with fine tuning by acousto–optical modulators. We transfer the atomic sample from the MOT to the magnetic quadrupole trap by shutting off the laser light and ramping up the magnetic field at the same time. This scheme ensures a good alignment of the magnetic trap with respect to the MOT, as at typical working parameters the atomic cloud is quite large compared to any displacement induced by gravity or laser radiation imbalances.

We detect the atoms with a multichannel plate (MCP) stack (HAMAMATSU 4655) with a detector anode, mounted 5 cm below the trap. Its upper side is set to −2 kV, with the lower side on ground potential. The detector anode is set to a small positive voltage to help extract the electrons from the MCP. Two fine grids are mounted above the detector. The first is at ground potential and used to shield the trap region from

the high electric fields produced around the MCP stack. The second one is biased so as to repel positive ions. In the absence of metastables hitting the detector we detect negligible anode current. We calibrated this He*-detector and tested its linearity by comparing its signal to fluorescence and absorption measurements of particle numbers in the MOT.

Figure 1a shows the timing in the experiment. During the loading phase all lasers are on, as well as the atom beam and the magnetic field B_{Zeem} of the Zeeman slower. The gradient of the quadrupole field B_{quad} for the MOT is low (typically 5 G/cm in the radial direction). At $t = 0$, after typically 1 s of loading, the laser and magnetic field of the Zeeman slower are switched off, the atom beam is blocked with a mechanical shutter, and the MOT lasers are switched off. The MOT lasers are switched using an acousto-optical modulator in series with a mechanical shutter. The field gradient of the quadrupole is raised in about 3 ms to 50–80 G/cm (radial direction) to produce the magnetic trap. After a delay t_D the magnetic trap is switched off with a time constant of ~ 500 μs and we observe the arrival of the atoms on the MCP. The quadrupole magnetic fields of the MOT and the magnetic trap are produced by the same pair of coils. They have a diameter of 11 cm and are placed at a separation of 7 cm outside the vacuum. The pressure is around 10^{-9} mbar when the atom beam is on, as was measured with an ion gauge and somewhat lower when the atom beam is shut off after loading the MOT.

Figure 1b shows the time-of-flight (TOF) signals of the metastable atoms detected by the MCP detector. The first peak is due to those atoms in the MOT which could not be transferred to the magnetic trap, the second peak is produced by atoms released from the magnetic trap. Detailed inspection of the first peak reveals a double structure, corresponding to atoms in the $m_J = -1$ state, which are repelled from the magnetic field minimum, and in the $m_J = 0$ state, which are insensitive to the magnetic field. By integrating the area of these signals, taking into account a geometrical correction factor accounting for atoms that do not hit the detector, we derive a transfer efficiency from the MOT to the magnetic trap of typically 30%, showing that atoms in a MOT are unpolarized on average.

For further analysis we fit calculated TOF signals to our data, assuming Maxwell–Boltzmann velocity distribution in the trap and taking into account gravity. We neglect the size of the trap, because for trap diameters up to 10 mm, which is the largest trap diameter we used, its size has only a small influence on the detected signal. The only parameters for the fit are the temperature T of the sample and a scaling factor proportional to the number of atoms. We found that the value of the gradient of the magnetic trap does not dramatically affect the transfer efficiency nor the change of mean energy of the atomic cloud.

By repeating measurements with different delay times t_D and evaluating the number of particles in the detected TOF peak we measured the lifetime of the magnetic trap. The data set in Fig. 2 is fitted very well by a purely exponential decay, revealing a decay constant of $\alpha^{-1} = 9$ s. We varied the pressure in the chamber by a factor of 3 by reducing the rotation rate of our turbo pumps and found that this lifetime is approximately inversely proportional to the residual gas pressure. Besides collisions with residual gas particles, Majorana spin flips can contribute to losses from a quadrupolar magnetic trap at a rate [13] $\Gamma_M \sim \hbar/m \times 1/l^2$, where l is the typical length scale of the radius of the trapped atomic cloud. Evaluating l from the temperature and the magnetic field gradient of the trap, we find that Majorana spin flips occur at time constants of about $\Gamma_M^{-1} \sim 60$ s. Therefore, we do not expect this to be a lifetime-limiting factor for the trap, in agreement with the observation of the pressure dependence of the lifetime.

It is interesting to attempt to derive an upper limit for the rate coefficient β of inelastic collisions of polarized atoms

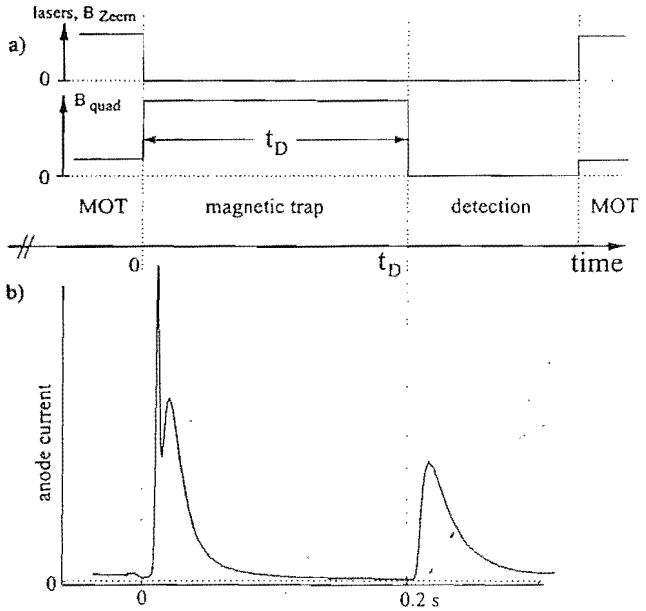


Fig. 1. Timing of a typical experimental run, together with some typical TOF data. The nonzero offset during the MOT phase is due to detection of not trapped atoms, and UV photons coming from the atom source. The two peaks just after turning on the magnetic trap correspond to untrapped atoms in the $m_J = -1$ state (expelled) and in the $m_J = 0$ state (insensitive to the magnetic field)

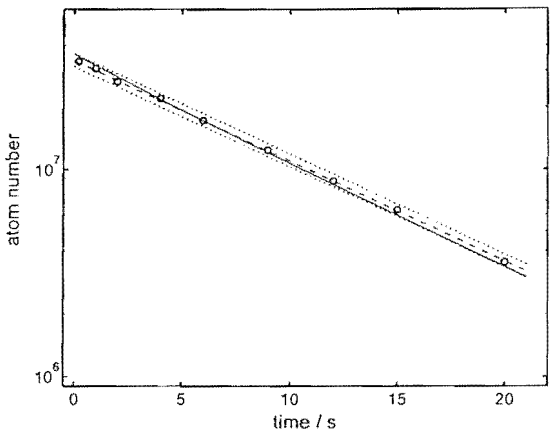


Fig. 2. Particle number in the magnetic trap as a function of time. *Circles* are measured data, the *dashed line* is a fitted linear curve in the semilog plot showing a trap lifetime of 9 s and the *dotted lines* indicate the uncertainty in particle number produced by the fit. The *thin solid line* is what we would expect in the presence of inelastic two-body collisions with a rate coefficient of 8×10^{-11} cm^3 s^{-1}

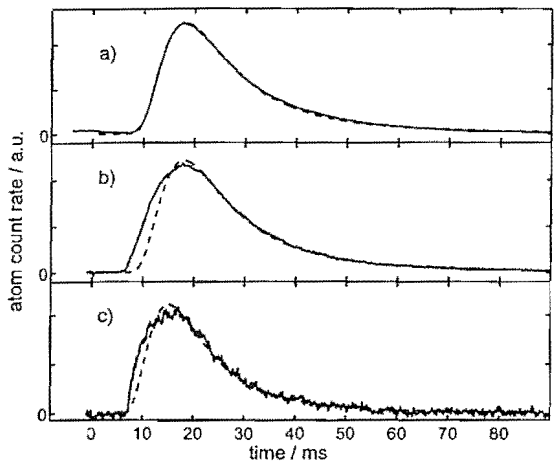


Fig. 3. Typical TOF data of atoms from the magneto-optical trap (a) and from the magnetic trap after storing times of 0.5 s (b) and 20 s (c). *Solid curves* are experimental data, *dashed lines* show the respective best fits to TOF signals as expected from a Maxwell–Boltzmann distribution, corresponding to about 1.0 mK in a and b and 1.3 mK in c. The data in c deviate somewhat less from the Maxwell–Boltzmann case than the data curve in b. This may be interpreted as an effect of the onset of thermalization due to elastic collisions. It is, however, not possible to deduce a time constant for thermalization from these data

inside the trap. To do so, we need to determine the particle density in the trap, i. e. the shape of the atomic cloud. As a working hypothesis we assume that the atoms in the trap are in thermal equilibrium. The TOF characteristics (see Fig. 3) of the atoms released from the trap show that this is not exactly the case, but the deviation from a Maxwell–Boltzmann distribution is small enough that this hypothesis is reasonable. This permits us to estimate the diameter of the cloud inside the magnetic trap and so determine the density. Using the measured particle number in the magnetic trap we find a peak density of 3×10^8 cm^{-3} in the trap, from which we deduce an effective density [15] inside the trap of $n_{\mathrm{eff}} = 4 \times 10^7$ cm^{-3}. Experimentally we found that the statistical scatter of our measurements of particle numbers is at most 5%, so the statistical scatter of the density amounts to the same value.

To the data in Fig. 2 we fit the solution of the equation $\dot{N}/N = -\alpha - \beta n_{\mathrm{eff}}$ which describes one- and two-body losses from the trap [6–10]. Using the same fitting function as in [6, 8, 10], with n_{eff} adapted to our case, we find that β is negligible. To derive the most conservative upper limit for this coefficient we proceed as follows: A linear fit to the data in the linear-logarithmic plot (dashed line in Fig. 2) provides us with the decay coefficient α. We find that the uncertainty in this fit (indicated by dotted lines) is practically identical to the uncertainty of the fitted initial number of atoms. We then superpose the experimental data with tentative fit functions with different values of β, keeping α fixed. With this method we can determine 8×10^{-11} cm^3 s^{-1} as an upper limit for this rate coefficient. Figure 2 shows a decay curve using this coefficient (straight line). This value is consistent with calculations presented by Mastwijk et al. [7] for an unpolarized sample of metastable helium $2\,^3S_1$ and compatible with the suppression factor measured by Hill et al. [16] for a polarized sample. The uncertainty in this coefficient is mainly due to the statistical scatter in the number of atoms in the trap and due to the deviation of the velocity distribution from a Maxwell–Boltzmann distribution, which affects the value of n_{eff}.

To summarize, we have set up a magnetic trap for metastable helium and demonstrated the efficient transfer of atoms from the MOT ($\sim 30\%$), atom numbers as high as 3×10^7 and background-gas limited lifetimes of more than 9 s in the magnetic trap. From this lifetime we deduce an upper limit of 8×10^{-11} cm^3 s^{-1} for the inelastic collisional rate coefficient with polarized atoms. Application of a stronger field gradient and improved vacuum will bring us into a good starting position for evaporative cooling experiments to increase the phase space density of our sample and to more precisely measure collision rate coefficients as well as the scattering length for ultra cold elastic He*–He* collisions.

Acknowledgements. The work of SN is funded by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (grant no. NO 392/1-1). This work was supported by the Région Ile de France and the CNRS.

References

1. C.J. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, E.A. Cornell: Science **269**, 198 (1995); C.C. Bradley, C.A. Sackett, J.J. Tollett, R.G. Hulet: Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995)
2. K.B. Davis, M.O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, W. Ketterle: Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995)
3. W. Vassen: OSA TOPS on Ultracold Atoms and BEC 7, 20 (1997)
4. F. Minardi, G. Bianchini, P. Cancio-Pastor, G. Giusfredi, F.S. Pavone, M. Inguscio: Phys. Rev. Lett. **82**, 1112 (1999)
5. B. Segev, R. Côté, M. Raizen: Phys. Rev. A **56**, R3350 (1997); R. Marani, L. Cognet, V. Savalli, N. Westbrook, C. Westbrook, A. Aspect: Phys. Rev. A (2000), in press
6. F. Bardou, O. Emile, J.M. Courty, C.I. Westbrook, A. Aspect: Eur. Phys. Lett. **20**, 681 (1992)
7. H.C. Mastwijk, J.W. Thomsen, P. van der Straten, A. Niehaus: Phys. Rev. Lett. **80**, 5516 (1998)
8. P.J.J. Tol, N. Herschbach, E.A. Hessels, W. Hogervorst, W. Vassen: Phys. Rev A **60**, 761 (1999)
9. M. Kumakura, N. Morita: Phys. Rev. Lett. **82**, 2848 (1999)
10. A. Browaeys, J. Poupard, A. Robert, S. Nowak, W. Rooijakkers, E. Arimondo, L. Marcassa, D. Boiron, C.I. Westbrook, A. Aspect: Eur. Phys. J. D **8**, 199 (1999)
11. G. Shlyapnikov, J. Walraven, U. Rahmanov, M. Reynolds: Phys. Rev. Lett. **73**, 3247 (1994); P. Fedichev, M. Reynolds, U. Rahmanov, G. Shlyapnikov: Phys. Rev. A **53**, 1447 (1996)
12. T. Bergeman, E. Erez, H. Metcalf: Phys. Rev. A **35**, 1535 (1987)
13. W. Petrich, M. Anderson, J. Ensher, E. Cornell: Phys. Rev. Lett. **74**, 3352 (1995)
14. G. Labeyrie, A. Browaeys, W. Rooijakkers, D. Voelker, J. Grosperrin, B. Wanner, C.I. Westbrook, A. Aspect: Eur. Phys. J. D **7**, 341 (1999); J. Grosperrin, W. Rooijakkers, A. Browaeys, G. Labeyrie, B. Wanner, C.I. Westbrook, A. Aspect: Ann. Phys. **23**, 207 (1998)
15. K.B. Davis, M.O. Mewes, M.A. Joffe, M.R. Andrews, W. Ketterle: Phys. Rev. Lett. **74**, 5202 (1995)
16. J.C. Hill, L.L. Hatfield, N.D. Stockwell, G.K. Walters: Phys. Rev. A **5**, 189 (1972)

Thermalization of magnetically trapped metastable helium

A. Browaeys, A. Robert, O. Sirjean, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I. Westbrook, and A. Aspect
Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, UMR 8501 du CNRS, Boite Postale 147, F-91403 Orsay Cedex, France
(Received 21 February 2001; published 10 August 2001)

We have observed thermalization by elastic collisions of magnetically trapped metastable helium atoms. Our method directly samples the reconstruction of a thermal energy distribution after the application of a RF knife. The relaxation time of our sample toward equilibrium gives an elastic collision rate constant of $\alpha \sim 5 \times 10^{-9}$ cm^3/s at a temperature of 1 mK. This value is close to the unitarity limit.

DOI: 10.1103/PhysRevA.64.034703 PACS number(s): 34.50.−s, 32.80.Pj, 51.10.+y, 67.65.+z

Bose-Einstein condensation (BEC) of dilute atomic vapors has been observed in Rb [1], Na [2], Li [3], and H [4]. Atoms in these gases are in their electronic ground states. Metastable helium in the 2^3S_1 state (He*), which has long been of interest to the laser cooling community, is by contrast in a state 20 eV above the ground state. This situation presents additional possibilities for the study of cold dilute atomic gases. First, the large internal energy permits efficient detection by ionization of other atoms and surfaces: it is possible to study very small samples. Second, Penning ionization both by the background gas and between trapped atoms offers a high time resolution monitor of the number and density of trapped atoms. Third, the possibility of using the large internal energy of He* for atomic lithography has already been demonstrated [5], and this application as well as atom holography [6] may benefit from highly coherent sources. Finally, much theoretical work has already been devoted to estimation of the elastic collision cross sections on the one hand and Penning ionizing rates on the other [7,8]. Experiments such as the one reported here can test this work.

BEC is achieved in dilute gases by evaporative cooling of a magnetically trapped sample [9]. In He*, it is hampered by the fact that in a magneto-optical trap, the typical starting point of magnetic trapping, the achievable atomic density is limited by a large light-assisted Penning ionization rate [10–15]. On the other hand, the scattering length for low energy elastic collisions is predicted to be quite large, and the Penning ionization rate highly suppressed in a spin polarized sample [7,8]. He* in a magnetic trap necessarily constitutes a spin polarized sample and experiments have already demonstrated a suppression of more than one order of magnitude [16–18]. If the theoretical estimates are right, efficient evaporative cooling may still be possible in spite of the low initial trap density. We report here the observation of the thermalization of He* due to elastic collisions which appears to roughly bear out the predictions.

To perform a thermalization experiment, a trapped cloud is deliberately placed out of equilibrium and its relaxation due to the elastic collisions between trapped particles is observed. Usually the observations are made by imaging the spatial distribution as a function of time [19–21]. In our experiment the relaxation is observed directly in the energy distribution of the atoms in the magnetic trap. First this distribution is truncated above $E_{RF}=h\nu$ by a radio frequency pulse (or RF knife) of frequency ν. The cloud rethermalizes by elastic collisions and the population of the states of energy higher than E_{RF} increases from zero; for large times compared to the thermalization time τ_{th} the distribution reaches a thermal distribution [22]. With the help of an analytical model and numerical simulations, we deduce τ_{th} from the time dependence of the number of atoms with energy above E_{RF}. We measure this time dependence by applying a second RF knife after a delay time t, and with a frequency slightly above that of the first one. Our model also allows us to relate τ_{th} to the elastic collision rate per atom in the trap.

Much of our setup has been described previously [14,17]. Briefly, we use a liquid N_2 cooled dc discharge source to produce a beam of metastable He atoms. The beam is slowed down to $\sim$100 m/s using Zeeman slowing and loads a magneto-optical trap (MOT). Typically, 3×10^8 atoms are trapped at a peak density of 3×10^9 at./cm^3, limited by light-induced Penning ionization. The temperature of the cloud is about 1 mK and the cloud is roughly spherical with a rms size of 2.5 mm. We then apply a 5 ms Doppler molasses to cool the atoms down to 300 μK. This is achieved by switching off the magnetic field, decreasing the detuning close to resonance, and lowering the intensity to 10% of its value in the MOT. An optical pumping step allows us to trap up to 1.5×10^8 atoms in a Ioffe-Pritchard trap. We use a "cloverleaf" configuration [23] with $B'=85$ G/cm, $B''=25$ G/cm^2, and a bias field $B_0=200$ G. The two sets of coils are outside the vacuum, separated by 4 cm. After lowering the bias field to 4 G, the temperature of the compressed atomic sample reaches 1 mK. The lifetime of the trap is 60 s.

We use a two stage microchannel plate (MCP) to detect the atoms. The MCP is placed 5 cm below the trapping region and has an active area of 1.4 cm diameter. Two grids above the MCP allow us to repel all charged particles and detect only the He*. After turning off the magnetic trap, the MCP signal corresponds to a time of flight (TOF) spectrum that gives the temperature of the atoms. The area of this spectrum is proportional to the number of atoms in the trap at the time it was turned off. The collection and detection efficiency of the MCP varies by roughly a factor of 2 depending on the magnetic field configuration we use, and so one must take care to use only data corresponding to the same magnetic field when making comparisons. We also use the MCP to monitor the atoms falling out of the trap while applying a RF knife. The area of the MCP signal in this case measures the number of atoms with an energy above that of the RF knife. Finally, when we bias the grids so as to attract positive

 ©2001 The American Physical Society

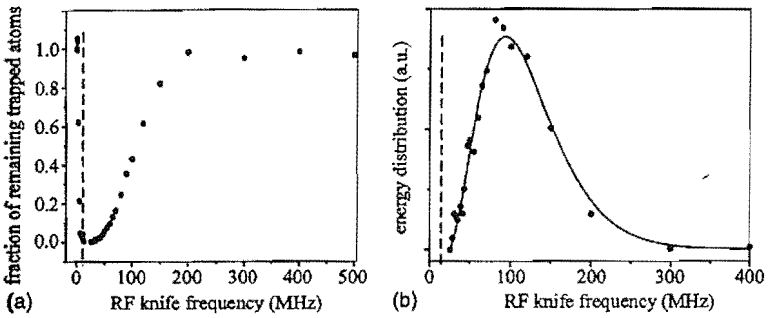


FIG. 1. RF spectrum of atoms in the magnetic trap. (a) Fraction of remaining trapped atoms after the RF pulse as a function of the RF frequency ν. (b) Derivative of these data, i.e., the energy distribution in the magnetic trap. The solid line is the prediction for a cloud at a temperature of 1.1 mK, the temperature measured by time of flight (TOF). The dashed line indicates the frequency corresponding to the bias field.

ions, the MCP signal can be used to observe the products of Penning ionization with the background gas while the trap is on. This signal is proportional to the number of trapped atoms. We observe an exponential decay, indicating that two body loss ($He^* + He^*$) is negligible.

Two parallel coils in the vacuum system produce a RF magnetic field perpendicular to the bias field and constitute the RF knife. To understand the effect of the RF knife on the trapped cloud and to assure that our sample is at thermal equilibrium, we first performed a RF spectroscopy measurement of the energy of the atoms in the trap [24]. We apply a RF pulse at a frequency $h\nu$ which changes the Zeeman sublevel of the atoms from the trapped $M=+1$ state to $M=0$. The duration of the knife is 3 s, which is necessary to expel all the atoms with energy above $h\nu$ over the entire range that we explore. We then turn off the magnetic trap to measure the number of remaining atoms. Observation of the atoms falling onto the MCP during the RF knife shows that the flux of atoms expelled is negligible at the end of the pulse.

An example of the RF spectrum is shown in Fig. 1(a). The derivative of the data gives the energy distribution. In Fig. 1(b) we compare this distribution with a thermal one at 1.1 mK, the temperature measured by an independent TOF measurement. We conclude that our atomic sample is close to thermal equilibrium.

We begin the thermalization experiment with a 2 s RF knife of frequency $\nu_1 = 135$ MHz [corresponding to $\eta = (h\nu - 2\mu_B B_0)/k_B T \sim 6$]. Next we measure the number of atoms falling onto the MCP during a second RF knife at a slightly higher frequency ($\nu_2 = 138$ MHz) and delayed by a time t. Assuming that the angular distribution of the atoms expelled by the second RF knife is constant during the thermalization process, the MCP signal is proportional to the number of expelled atoms. Furthermore, we have checked that the difference of the TOF areas before and after application of the RF knife agrees to within 20% with the number of atoms that should be expelled by the knife, given our temperature and the position of the knife. This gives us confidence that at the end of the RF knife the energy distribution is a truncated Maxwell-Boltzmann distribution, and that the sufficient ergodicity hypothesis we make below is reasonable.

Plots of the number of expelled atoms as a function of t are shown in Fig. 2 for samples having different numbers of atoms but the same temperature to within 10%. Figure 2 shows that the number of atoms above the RF knife increases rapidly and then falls again with a time constant close to the trap lifetime as atoms are lost. If the initial increase is indeed due to thermalizing collisions, the initial slope of each curve should be proportional to the square of the number of atoms. Our data roughly confirm this dependence.

To be more quantitative, and to determine the thermalization time τ_{th}, we use a model based on the Boltzmann equation under the sufficient ergodicity hypothesis and inspired by [25]. We divide the sample into two energy regions $\mathcal{E}_-$ and $\mathcal{E}_+$ with energies below and above $\eta k_B T$, respectively, and denote by N_- and N_+ the number of atoms belonging to the two regions. We assume that $\eta \gg 1$. Immediately after truncation, $N_+ = 0$, and we seek a differential equation governing the time dependence of N_+. Since $\eta \gg 1$, we take into account only collisions of the type $(\mathcal{E}_-) + (\mathcal{E}_-) \leftrightarrow (\mathcal{E}_-) + (\mathcal{E}_+)$, and neglect all collisions involving two atoms in $\mathcal{E}_+$ in either the final or initial state. The corresponding flux $\dot{N}_+$ is thus of the form

$$\dot{N}_+ = \Delta_1 N_-^2 - \Delta_2 N_- N_+ . \tag{1}$$

The coefficients Δ_1 and Δ_2 are calculated using Boltzmann equation [27]. In particular, $\Delta_1 N_-$ is exactly the evaporation rate in an evaporative cooling process [25]. If we make the further approximations that the atoms in $\mathcal{E}_-$ and $\mathcal{E}_+$ have thermal distributions [26], neglect variations of the temperature during thermalization, and assume that the collision cross section σ is independent of velocity, Δ_1 and Δ_2 are analytic functions of the trap parameters, atomic mass m, σ,

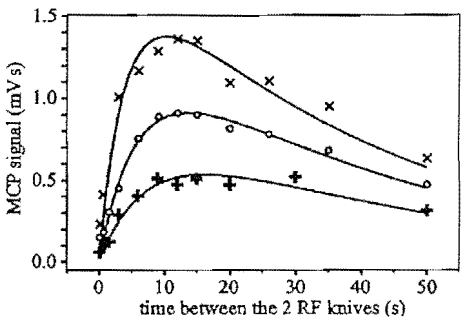


FIG. 2. Integrated MCP signal during the RF probe pulse as a function of the delay between the truncation and probe pulses. The three curves correspond to 5×10^7, 7×10^7, and 10×10^7 atoms in the trap, varied by changing the power in the Zeeman slowing laser. The lifetime of the trap is 38 ± 4 s, and the temperature is 0.9 ± 0.1 mK.

η, and $\mu_B B_0/k_B T$. This last parameter appears because our trap cannot be approximated by a harmonic trap; we use the semilinear form [25]. It is straightforward to take into account the finite lifetime τ of the atomic sample since $N_-(t)+N_+(t)=N_-(0)\exp(-t/\tau)$. The solution of the resulting differential equation is

$$N_+(t)=N_{\rm th}e^{-t/\tau}\left[1+\frac{q}{1-q-\exp[(\tau/\tau_{\rm th})(1-e^{-t/\tau})]}\right], \quad (2)$$

where $\tau_{\rm th}^{-1}=(\gamma_{\rm el}/\sqrt{2})[q/(1-q)](e^{-\eta}V_{\rm ev}/V_{\rm e})$ and $N_{\rm th}=(1-q)N_-(0)$. The elastic collision rate is $\gamma_{\rm el}=n\sigma\bar{v}$ with n defined at the center of the trap and $\bar{v}=4\sqrt{k_B T/\pi m}$. The quantities $V_{\rm ev}$, $V_{\rm e}$, and q are defined as in [25,27]; they are analytic functions of η and $\mu_B B_0/k_B T$. The quantity q is the ratio of the number of atoms below the RF knife to the total for a thermal distribution (about 0.9 under our conditions), and $N_{\rm th}$ is the asymptotic value of N_+ for infinite trap lifetime. Numerical simulations of the energy form of the Boltzmann equation are in good agreement with our model for $\eta>10$; for $\eta=6$ the quantity $\gamma_{\rm el}\tau_{\rm th}$ is 1.8 times larger, meaning that our assumption about the distribution function fails for small η [27]. We take this factor into account in calculating $\gamma_{\rm el}$.

To fit the data of Fig. 2 with Eq. (2), we fix the lifetime τ at its measured value and use $\tau_{\rm th}$ and $N_{\rm th}$ as adjustable parameters. The uncertainty in $\tau_{\rm th}$ is estimated by varying the lifetime of the trap within its uncertainty range and looking at the resulting dispersion in $\tau_{\rm th}$. The uncertainty in the number of trapped atoms is estimated from the dispersion of the TOF area measurements before and after taking a curve as in Fig. 2. The exact value of q has little influence on the fit.

We made several tests to check the consistency of our results. First, we checked that the fitted value of $N_{\rm th}$ corresponds to the expected fraction of atoms above the knife for our temperature. Second, Fig. 3 shows that $\tau_{\rm th}^{-1}$ is proportional to the number of trapped atoms, as it must be if the process of refilling of the upper energy class is due to two body collisions. We can exclude any effect independent of the number of atoms. The line passing through the origin uses the slope as a fit parameter and has $\chi^2=5$ for eight degrees of freedom. Third, we have done an additional experiment that confirms the presence of elastic collisions: in a trap decay rate experiment, *in the presence* of the RF knife, the ion signal exhibits a clear nonexponential behavior at short times. This effect can be satisfactorily interpreted as elastic collisions bringing atoms above the RF knife and hence allows a measurement of the evaporation rate. This

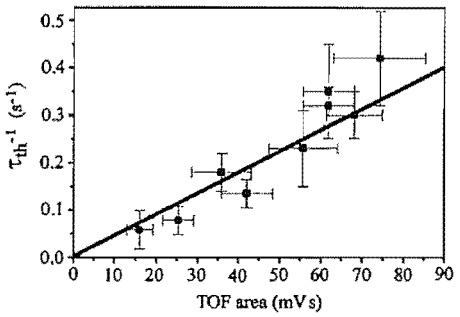


FIG. 3. Thermalization rate $\tau_{\rm th}^{-1}$ versus the area of the corresponding TOF spectrum (proportional to the number of trapped atoms). The solid line shows a linear fit constrained to pass through the origin.

rate is consistent with the results obtained in our thermalization experiment. Fourth, we have checked that heating cannot explain the repopulation of the upper energy classes. With the trap undisturbed, we can place an upper limit on the heating rate of 25 μK in 60 s. This limit is two orders of magnitude too low to explain our data. Lastly, we have performed the thermalization experiment for different lifetimes of the magnetic trap (20, 40, and 60 s) and found consistent results.

From our data in Fig. 3, we can deduce an accurate measurement of the thermalization time; the fit gives $\tau_{\rm th}=3.0\pm0.3$ s for the densest sample. Using the measured temperature and bias field, this value of $\tau_{\rm th}$ leads to $\gamma_{\rm el}=6\pm1$ s^{-1}; this result depends on the accuracy of our thermalization model. To find the rate constant $\alpha=\gamma_{\rm el}/n$, we must estimate the density. Since the data show that our sample is close to thermal equilibrium, we can calculate the volume of the trap knowing the trap parameters. The absolute measurement of the number of atoms is performed by measuring the total power absorbed from a saturating laser beam, similar to [15]. A TOF area of 75 mV s corresponds to 10^8 atoms in the magnetic trap with an uncertainty of a factor of 2. This leads to $\alpha=5\times10^{-9}$ cm^3/s to within a factor of 3 at $T=1\pm0.1$ mK. Leduc *et al.* have obtained a similar result with a different measurement [28]. The unitarity limit at that temperature is $\alpha\sim10^{-8}$ cm^3/s. This means that it is probably not valid to use a constant elastic cross section in our model and some deviation might appear in the quantity $\gamma_{\rm el}\tau_{\rm th}$. The results shown here are very encouraging for evaporative cooling of He* in search of BEC.

We thank P. Leo and P. Julienne and the ENS helium group for helpful discussions. This work was partially supported by the EC under Contract No. IST-1999-11055 and No. HPRN-CT-2000-00125, and DGA Grant No. 99.34.050.

[1] C.J. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, and E.A. Cornell, Science **269**, 198 (1995).

[2] K.B. Davis, M.O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).

[3] C.C. Bradley, C.A. Sackett, J.J. Tollett, and R.G. Hulet, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).

[4] D.G. Fried, T.C. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S.C. Moss, D. Kleppner, and T.J. Greytak, Phys. Rev. Lett. **81**, 3811 (1998).

[5] S. Nowak, T. Pfau, and J. Mlynek, Appl. Phys. B: Lasers Opt. **63**, 203 (1996); A. Bard *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. B **15**, 1805 (1997).
[6] J. Fujita, M. Morinaga, T. Kishimoto, M. Yasuda, S. Matsui, and F. Shimizu, Nature (London) **380**, 691 (1996).
[7] G. Shlyapnikov, J. Walraven, U. Rahmanov, and M. Reynolds, Phys. Rev. Lett. **73**, 3247 (1994); P. Fedichev, M. Reynolds, U. Rahmanov, and G. Shlyapnikov, Phys. Rev. A **53**, 1447 (1996).
[8] V. Venturi, I.B. Whittingham, P.J. Leo, and G. Peach, Phys. Rev. A **60**, 4635 (1999); V. Venturi, I.B. Whittingham, and J.F. Babb, e-print physics/0011072.
[9] H.F. Hess, Phys. Rev. B **34**, 3476 (1986).
[10] F. Bardou, O. Emile, J.M. Courty, C.I. Westbrook, and A. Aspect, Europhys. Lett. **20**, 681 (1992).
[11] H.C. Mastwijk, J.W. Thomsen, P. van der Straten, and A. Niehaus, Phys. Rev. Lett. **80**, 5516 (1998).
[12] P.J.J. Tol, N. Herschbach, E.A. Hessels, W. Hogervorst, and W. Vassen, Phys. Rev. A **60**, 761 (1999).
[13] M. Kumakura and N. Morita, Phys. Rev. Lett. **82**, 2848 (1999).
[14] A. Browaeys *et al.*, Eur. Phys. J. D **8**, 199 (2000).
[15] F. Pereira Dos Santos, F. Perales, J. Léonard, A. Sinatra, Junmin Wang, F.S. Pavone, E. Rasel, C.S. Unnikrishnan, and M. Leduc, Eur. Phys. J. D **14**, 15 (2001).
[16] J.C. Hill, L.L. Hatfield, N.D. Stockwell, and G.K. Walters, Phys. Rev. A **5**, 189 (1972).
[17] S. Nowak, A. Browaeys, J. Poupard, A. Robert, D. Boiron, C.I. Westbrook, and A. Aspect, Appl. Phys. B: Lasers Opt. **70**, 455 (2000).
[18] N. Herschbach, P.J.J. Tol, W. Hogervorst, and W. Vassen, Phys. Rev. A **61**, 050702(R) (2000).
[19] C.R. Monroe, E.A. Cornell, C.A. Sackett, C.J. Myatt, and C.E. Wieman, Phys. Rev. Lett. **70**, 414 (1993).
[20] K.B. Davis, M.O. Mewes, M.A. Joffe, M.R. Andrews, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **74**, 5202 (1995).
[21] M. Arndt, M. Ben Dahan, D. Guéry-Odelin, M.W. Reynolds, and J. Dalibard, Phys. Rev. Lett. **79**, 625 (1997).
[22] D.W. Snoke and J.P. Wolfe, Phys. Rev. B **39**, 4030 (1989).
[23] M.O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.M. Kurn, D.S. Durfee, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **77**, 416 (1996).
[24] A.G. Martin, K. Helmerson, V.S. Bagnato, G.P. Lafyatis, and D.E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **61**, 2431 (1988).
[25] O.J. Luiten, M.W. Reynolds, and J.T.M. Walraven, Phys. Rev. Lett. **53**, 382 (1996).
[26] This hypothesis is legitimate in $\mathcal{E}_-$ because it is true at $t=0$ and because only few particles will leave this region; one can find indications in [22] that this hypothesis is not too strong in $\mathcal{E}_+$.
[27] D. Boiron *et al.* (unpublished).
[28] M. Leduc (private communication).

A Bose-Einstein Condensate of Metastable Atoms

A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys,* J. Poupard,† S. Nowak,‡
D. Boiron, C. I. Westbrook, A. Aspect§

We report the realization of a Bose-Einstein condensate of metastable atoms (helium in the lowest triplet state). The excitation energy of each atom with respect to the ground state is 20 electron volts, but inelastic processes that would destroy the sample are suppressed strongly enough in a spin-polarized sample to allow condensation. Our detection scheme takes advantage of the metastability to achieve detection of individual atoms as well as of the decay products of inelastic processes. This detection opens the way toward new studies in mesoscopic quantum statistical physics, as well as in atomic quantum optics.

Bose-Einstein condensation (BEC) of helium in its ground electronic state has been known for decades and is responsible for many extraordinary properties of liquid helium. The more recently observed BEC of weakly interacting atomic gases exhibits a rich variety of phenomena at the interface between condensed matter and statistical physics on the one hand and atomic, molecular, and quantum optical physics on the other (*1*). The phenomenon has thus far been observed in four different atomic species: H, Li, Na, and Rb (*2–5*). We now report the observation of BEC in a fifth species: metastable triplet He (He*). This result is important in itself because not all atoms lend themselves to condensation with present technology and, as was demonstrated in the case of Cs (*6*), sometimes only in attempting to form a BEC can one obtain accurate enough information to conclude whether it is possible or not. In the case of He*, it was in fact predicted that elastic collision rates were sufficiently large and inelastic collision rates were sufficiently low to permit BEC (*7*), and this prediction has stimulated experimental efforts in several labs (*8–10*). Our work verifies these predictions, and helium is now the only atom that exhibits BEC in two phases with vastly different densities, corresponding to different electronic states.

A BEC of He* is remarkable in that the constituent atoms contain a large internal energy: the $2\ ^3S_1$ state is 20 eV above the electronic ground state, and this energy is huge compared to the thermal energy of our sample (10^{-10} eV per atom at 1 μK). Only a complete decoupling of the internal and external degrees of freedom prevents conversion of the internal electronic atomic energy into ionization and kinetic energy that would lead to an immediate destruction of the condensate. An unpolarized sample of metastable helium at such a large density (about 10^{13} cm^{-3}) would be destroyed in less than a millisecond (*11–13*). The reason this does not happen is the complete spin polarization of a magnetically trapped gas. When all spins are aligned along the same direction, Penning ionizing collisions that could release the internal potential energy are suppressed by spin conservation (*14*). Theoretical studies (*7*, *15*, *16*) that take into account spin relaxation predict a suppression factor as large as 10^5 (*17*).

The large energy content of each atom opens the ultimate possibility of detecting individual atoms with nanosecond time resolution, an extremely challenging task when using optical detection. When the atoms hit a detector such as a microchannel plate (MCP) with a velocity of 1 m/s as in our experiment, the time resolution translates into nanometer position resolution. With such sensitive detection, it will become possible to study mesoscopic statistical physics, with a number of particles ranging from 10^5 or larger to a few, thereby allowing the study of finite number effects in an unusual range (*18*). Individual atom detection will also allow one to perform new quantum atom optics experiments. For instance, the celebrated experiments of spatial interference between two independent condensates (*19*) could be done with a time- and position-resolved detector, so that the emergence of a relative phase between the two condensates, as predicted in several theoretical papers (*20*), could be followed in real time.

Our experiment begins with a magneto-optical trap of He* (*21*). After optical molasses cooling, optical pumping, and magnetic compression, the magnetic trap contains about 2×10^8 atoms at 1 mK. Metastable helium in the $2\ ^3S_1$ state has a (purely electronic) spin of 1, and only the $m = +1$ magnetic sublevel can be trapped. The $m = -1$ sublevel is antitrapped, and $m = 0$ is insensitive to the magnetic field. The magnetic trap is of a "cloverleaf" design (*22*) with $B' = 85$ G/cm, $B'' = 20$ G/cm^2, and a bias field $B_0 = 0.3$ G at the end of the compression. The corresponding axial and radial oscillation frequencies in the harmonic trapping potential are about 50 and 1300 Hz, respectively. The atomic cloud is elongated along the coils' axial direction (Fig. 1), and its lifetime is 50 to 60 s.

After the compression stage, thermalization is rapid enough for evaporative cooling (*21*), and we begin a radio frequency (RF) evaporation ramp at a frequency of 135 MHz. The ramp lasts about 60 s and goes down to a value around 1 MHz, which is about 150 kHz above the minimum of the trapping potential. After the ramp, the trap holds the remaining atoms for 100 ms or more. We then turn off the currents producing the magnetic trap, and atoms falling under the influence of gravity are detected by a MCP placed 5 cm below the trap center. We show in Fig. 2 the signal from the MCP as a function of time after the atoms' release and for various values for the final frequency of the ramp. The time-of-flight (TOF) spectra show the arrival time distribution for a cloud of atoms falling on the detector. The mean arrival time corresponds to the time it takes for the atoms, initially nearly at rest, to fall 5 cm.

Because the width of the distribution is small compared to the mean arrival time, all of the atoms hit the detector with nearly the same final velocity of 1 m/s. The TOF spectra are then proportional to the spatial distribution along the vertical x direction, integrated over y and z.

Figure 2 thus shows the behavior characteristic of most other BEC experiments using atoms in a harmonic trapping potential: At a high final ramp frequency (that is, above the condensation temperature), the spatial distribution is well approximated by a Maxwell-Boltzmann distribution, whereas when the ramp goes low enough and reduces the temperature sufficiently, the distribution exhibits a narrow peak on top of a broad one. The fraction of atoms in the narrow peak increases as the final ramp frequency is lowered, and we interpret this peak as a BEC. The signal disappears altogether when the ramp is allowed to go even lower and to completely empty the trap.

Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, UMR 8501 du CNRS, Bâtiment 503, Campus Universitaire d'Orsay, Boîte Postale 147, F-91403 Orsay Cedex, France.

*Present address: Laser Cooling and Trapping Group, National Institute of Standards and Technology (NIST), Gaithersburg, MD 20899, USA.
†Present address: R&D Laboratory, GN NETTEST Photonics, Boîte Postale 39, F-78160, Marly le Roi, France.
‡Present address: Bayer Central Research Laboratory, D-51368 Leverkusen, Germany.
§To whom correspondence should be addressed. E-mail: alain.aspect@iota.u-psud.fr

The spectra shown in Fig. 2 correspond to approximately 5×10^3 atoms falling on the MCP. They correspond to freely falling atoms released from the trap immediately after the currents in the coils are turned off. Stray magnetic field gradients are present during the atoms' fall, and therefore we conclude that these atoms are in the field-insensitive $m = 0$ state. We have confirmed this interpretation by deliberately applying a field gradient of 0.1 to 1 G/cm along the vertical direction during the 100-ms fall time. We observed no change in the arrival time nor in the height of the observed peak in the presence of these gradients. We thus interpret the spectra as a sample of the cold, trapped cloud in $m = +1$ (including both the condensed and the uncondensed fractions) that was rapidly transferred to the $m = 0$ state during the switch-off of the current. We know from previous in situ magnetic field measurements that when the current is switched off, eddy currents in the vacuum chamber cause the bias magnetic field at the position of the atoms, originally 0.3 G, to reverse and attain values above 100 G. This reversal takes place in about 100 μs, after which time the magnetic field decays with a time constant of about 1 ms. We presume that during this fast reversal, most of the atomic spins adiabatically follow the magnetic field, but a small fraction ends up in the $m = 0$ state. Such a nonadiabatic transition must take place while the field is close to zero; that is, in a time short compared to the 100-μs reversal time (*23*).

This scenario is supported by two additional observations. First, when applying the vertical gradient mentioned above, we observed a second peak in the TOF spectrum. This peak arrived earlier by an amount consistent with the acceleration caused by the applied gradient and therefore corresponded to atoms in one of the field-sensitive states. This peak had an area as much as seven times greater than that of the $m = 0$ peak, indicating that many more atoms were in the trap than were observed in the TOF spectrum. In a second experiment, we used an RF knife ramping through the trap at 1 kHz/ms to couple the atoms out of the condensate rather than turning off the magnetic field. In this way, we also observed as many as seven times more atoms as in the curves in Fig. 2.

We can confirm the idea that many more atoms are trapped than are observed in Fig. 2 by an independent analysis leading to the number N_{th} of atoms in the thermal cloud below the critical temperature. By fitting the wings of the TOF spectra, we are able to determine the temperature T of the trapped atomic cloud and, using the Bose distribution, to infer N_{th}. As discussed in (*18*) and experimentally demonstrated in (*22*, *24*, *25*), this number should be given by: $N_{th} = 1.202\,(kT/\hbar\bar{\omega})^3$, where k is Boltzmann's constant, $\hbar$ is Planck's constant divided by 2π, and $\bar{\omega}$ denotes the geometric mean of the trap oscillation frequencies. This relation gives an absolute thermodynamic measurement of the number of atoms. It is greater by a factor $f = 8 \pm 4$ than the value from the MCP. The uncertainty given for f is the standard deviation of 28 measurements. Taking this correction into account, the largest condensate we have observed contained about 10^5 atoms.

We have also examined the behavior of the condensate for different atom numbers. Figure 3 shows the results of a series of runs for which the number of atoms in the condensate was varied. We plot the width corresponding to the Thomas-Fermi radius of the condensate after expansion, as a function of the number N_0 of atoms in the condensed fraction. We obtained good fits to an inverted parabola squared for numbers of detected atoms as low as 400. The size w_i of the condensate in the direction i, in the Thomas-Fermi approximation, and for a scattering length a is given by

$$w_i = \sigma_i \sqrt{\frac{\bar{\omega}}{\omega_i}} \left(15 \frac{N_0 a}{\bar{\sigma}}\right)^{1/5}$$

where $\sigma_i = \sqrt{\{\hbar/m\omega_i\}}$ is the size of the ground state harmonic oscillator wavefunction along the ith direction, and $\bar{\sigma}$ denotes the geometric mean of the three sizes. To obtain the size of the condensate in the trap from the measured size after the expansion of duration (t) = 100 ms, we use the analysis of (*26*) according to which, for a sudden switch-off of the trapping potential, the spatial distribution of the condensate along an initially tightly confined direction i is simply dilated by a factor $\omega_i t$ during expansion. Thus, the condensate size should vary as the 1/5 power of the number of atoms, as is confirmed by a fit to a log-log plot (slope 0.19) and Fig. 3.

Knowing the size as a function of the number of atoms in the condensate allows

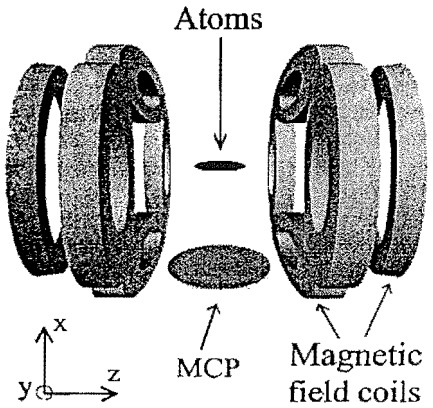


Fig. 1. Schematic diagram of the apparatus (not to scale). The coils that form the magnetic trap are outside the vacuum in reentrant flanges. The microchannel plate is 5 cm below the center of the trap. The incoming He^* beam propagates along the y axis (horizontally). The three pairs of magneto-optical trap laser beams (not shown) propagate along the z axis and at 45° to the x and y axes.

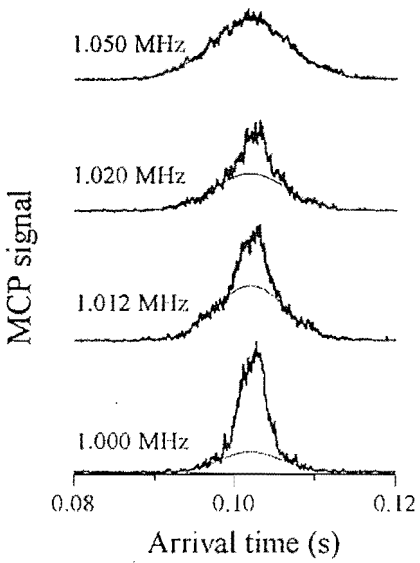


Fig. 2. TOF spectra for different final frequencies of the RF ramp (values are shown at the left of each curve). The solid lines show Gaussian fits to the wings. This series of spectra shows the BEC transition as the RF ramp lowers the temperature further and further. The temperature at the transition is 0.7 μK. Each spectrum is a single-shot acquisition containing about 5×10^3 atoms, although the actual number in the condensate is higher by a factor of about 8.

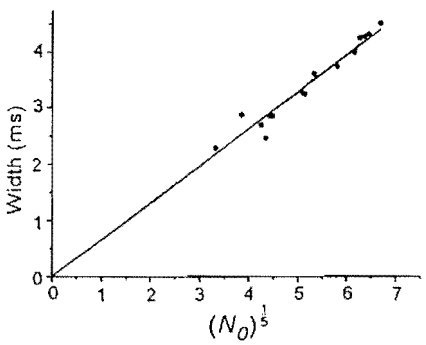


Fig. 3. Observed width of the condensate peak after expansion, as a function of the number of atoms in the peak to the 1/5 power. The width is derived from the TOF spectrum and is given in milliseconds. After correcting the number of atoms for the fraction we do not observe (see text), the slope of the straight line gives an estimate of the scattering length of 20 ± 10 nm.

us also to get an estimate of the scattering length a. We used the data in Fig. 3, and correcting the number of atoms by the correction factor f we obtained $a = 20 \pm 10$ nm. This result is consistent with our elastic rate constant measurements at 1 mK (*21*). The validity of the above analysis relies on two important assumptions. First, the release of the atoms from the trapping potential must be rapid as compared to the inverse of the angular frequency ω_ρ. If this were not the case, the expansion would not be as fast as expected, and this discrepancy would lead to an underestimate of the size of the condensate and therefore of a. According to the discussion of the rapid transfer to $m = 0$ above, it is reasonable to believe that the condition is fulfilled in our case, but its violation can lead to large errors. The second assumption is that the interaction energy between the atoms in the various m sublevels is described by a single scattering length a (*27*, *28*) and that they all expand freely (*29*).

We have also observed the ions produced by the trapped condensate by negatively biasing a grid above the MCP (Fig. 4). These ions are due to Penning ionization of residual gases, two-body Penning collisions within the condensate, or possibly to other, more complicated processes. We observed a factor of 4 to 5 more ions from the condensate than from a thermal cloud at 1 μK, and we attribute this increase to the larger density in the condensate. The lifetime of the condensate, estimated by observing the decay of the ion rate, is on the order of a few seconds. This is true both with and without an RF knife to evacuate hot atoms (*22*, *30*), although the lifetime is slightly longer with the knife present. The density of the condensate, deduced from its vertical size measurement and its known aspect ratio, is on the order of 10^{13} cm^{-3}, so from the lifetime we can place an upper limit of 10^{-13} cm^3 s^{-1} on the relaxation-induced Penning ionization rate constant.

The observation of BEC in He*, together with our MCP detector, offers many new possibilities for the investigation of BECs. The ion detection described in the previous paragraph allows continuous nondestructive monitoring of the trapped condensate. Our ability to count individual He* atoms falling out of the trap can be combined with several outcoupling schemes releasing the atoms in the field-insensitive $m = 0$ state: A laser-induced Raman transition (*31*) can provide an even faster and more flexible scheme than the fast reversal of the magnetic field presented here; on the other hand, like an RF outcoupler, it can also produce a quasi–continuous-wave atom laser (*32*, *33*), and the RF experiment presented above is a crude version of it. Fast dumping of atoms, with numbers ranging from over 10^5 to a few, can offer new opportunities for studies in statistical physics with low numbers of particles, such as investigations of corrections far from the thermodynamical limit (*18*). Slow outcoupling combined with space- and time-resolved detection of individual atoms should allow one to perform accurate comparisons of correlation functions (*30*) for a thermal beam of ultracold atoms (*34*) and for an atom laser, realizing the quantum atom optics counterpart of one of the fundamental experiments of quantum optics. Experiments that are still unrealized in quantum photon optics may also become possible with a system such as that reported here.

It has already been shown that the laser and vacuum apparatus necessary to manipulate ^{4}He is readily adapted to the fermionic isotope ^{3}He (*12*). Thus we expect that it will soon be possible to study a degenerate gas of fermions using sympathetic cooling (*35*–*37*). Finally, the upper-lying levels of triplet metastable helium are radiatively coupled to the electronic $1\,^1S_0$ ground state, so that a laser excitation of the condensate toward one of these levels would create a population inversion with the ground state. This excitation could lead to superradiance, and even lasing beyond 20 eV. It might also yield a dilute degenerate sample of ground-state helium, giving yet a third phase of quantum degenerate helium.

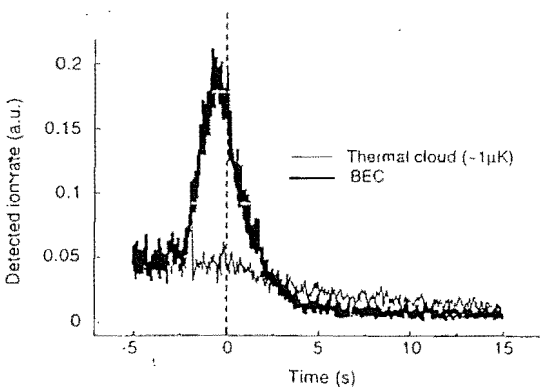


Fig. 4. Ions detected by the MCP during the magnetic trap phase. The vertical dashed line at $t = 0$ corresponds to the end of the RF ramp. The thin line corresponds to a final RF frequency of 1.2 MHz (Fig. 2) [that is, a thermal cloud ($T = 1$ μK)], whereas for 0.97 MHz (thick line) the cloud is almost a pure BEC. The lifetime is smaller in the latter case, indicating a higher loss rate for a BEC.

References and Notes

1. *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi," Course CXL*, M. Inguscio, S. Stringari, C. E. Wieman, Eds. (IOS Press, Amsterdam, 1999).
2. M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995).
3. K. B. Davis *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
4. C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollet, R. G. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995).
5. D. G. Fried *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3811 (1998).
6. D. Guéry-Odelin, J. Söding, P. Desbiolles, J. Dalibard, *Europhys. Lett.* **44**, 25 (1998).
7. G. V. Shlyapnikov, T. M. Walraven, U. M. Rahmanov, M. W. Reynolds, *Phys. Rev. Lett* **73**, 3247 (1994).
8. W. Vassen, *OSA TOPS on Ultracold Atoms and BEC* **7**, 20, K. Burnett, Ed. (Optical Society of America, Washington, DC, 1996).
9. F. Pereira Dos Santos *et al.*, *Euro. Phys. J. D.* **14**, 15 (2001).
10. H. C. W. Beijerinck, E. J. D. Vredenbregt, R. J. W. Stas, M. R. Doery, J. G. C. Tempelaars, *Phys. Rev. A* **61**, 023607 (2000).
11. H. C. Mastwijk, J. W. Thomsen, P. van der Straten, A. Niehaus, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5516 (1999).
12. M. Kumakura, N. Morita, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2848 (1999).
13. P. J. J. Tol, N. Herschbach, E. A. Hessels, W. Hogervorst, W. Vassen, *Phys. Rev. A* **60**, R761 (1999).
14. For two colliding spin-polarized atoms, the initial value of the total spin is 2, whereas the final value cannot be larger than 1 for the products of Penning ionization, a ground-state helium atom with zero spin, a He^+ ion with spin 1/2, and an electron with spin 1/2.
15. P. O. Fedichev, M. W. Reynolds, U. M. Rahmanov, G. V. Shlyapnikov, *Phys. Rev. A* **53**, 1447 (1996).
16. V. Venturi, I. B. Whittingham, P. J. Leo, G. Peach, *Phys. Rev. A* **60**, 4635 (1999).
17. This suppression is particularly remarkable in He*. For instance, it has not been observed in Xe* [C. Orzel, M. Walhout, U. Sterr, P. S. Julienne, S. L. Rolston, *Phys. Rev. A* **59**, 1926 (1999)].
18. F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, S. Stringari, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 463 (1999) and references therein.
19. M. R. Andrews *et al.*, *Science* **275**, 637 (1997).
20. See, for example, P. Horak, S. M. Barnett, *J. Phys. B* **32**, 3421 (1999) and references therein.
21. A. Browaeys *et al.*, in preparation.
22. M.-O. Mewes *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 416 (1996).
23. If the field passes almost exactly through zero during reversal, most of the atoms would become anti-aligned with the field, but also in this case a small fraction would end up in the $m = 0$ state, and this transfer would again take place in significantly less than the total reversal time.
24. L. V. Hau *et al.*, *Phys. Rev. A* **58**, R54 (1998).
25. J. R. Ensher, D. S. Jin, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4984 (1996).
26. Y. Castin, R. Dum *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5315 (1996).
27. Theoretical arguments support this assumption [P. Leo, E. Tiesinga, personal communication].
28. P. J. Leo, V. Venturi, I. B. Whittingham, J. F. Babb, in preparation.
29. This is a reasonable assumption because, in a cloverleaf trap, an increase of the bias field results in a dramatic decrease of the stiffness of the potential, so that a few microseconds after the partial transfer to $m = 0$, atoms in $m = \pm 1$ can also be considered free at the scale of the interaction energy. Otherwise, one would have to take into account a correction factor not larger than 2 [see reference 20 in (*31*)].
30. E. A. Burt *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 337 (1997).
31. E. Hagley *et al.*, *Science* **283**, 1706 (1999).
32. I. Bloch, T. W. Hänsch, T. Esslinger, *Nature* **403**, 166 (2000).
33. F. Gerbier, P. Bouyer, A. Aspect, *Phys. Rev. Lett.*, in press (and references therein).
34. Y. Yasuda, F. Shimizu, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3090 (1996).

3. DeMarco, D. S. Jin, *Science* 285, 1703 (1999).
:, Schreck *et al.*, in preparation.
4. G. Truscott, K. E. Strecker, W. I. McAlexander, G. B. Partridge, R. G. Hulet, *Science* 1 March 2001 (10.1126/science.1059318).
During the preparation of this manuscript, we earned that the He* group at the Ecole Normale Supérieure, Paris, also observed BEC [F. Pereira Dos Santos *et al.*, *Phys. Rev. Lett* 86, 3459 (2001)]. We thank the NIST Laser Cooling and Trapping and Quantum Processes groups and G. Shlyapnikov for helpful discussions and A. Villing and F. Moron for invaluable assistance. Supported by the European Union under grants IST-1999-11055 and HPRN-CT-2000-00125, and by the Direction Générale de l'Armement grant 99.34.050.

12 March 2001; accepted 16 March 2001
Published online 22 March 2001;
10.1126/science.1060622
Include this information when citing this paper.

arXiv:cond-mat/0108434 27 Aug 2001

Bose-Einstein condensation of metastable helium: some experimental aspects

C.I. Westbrook, A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, D. Boiron, A. Aspect*
Laboratoire Charles Fabry UMR 8501 du CNRS, B.P. 147, 91403 Orsay CEDEX, France
(Dated: August 27, 2001)

We describe our recent realization of BEC using metastable helium. All detection is done with a microchannel plate which detects the metastables or ions coming from the trapped atom cloud. This discussion emphasizes some of the diagnostic experiments which were necessary to quantitatively analyze our results.

I. INTRODUCTION

Since the announcement of the observation of Bose-Einstein condensation (BEC) in a rubidium vapor at the 12th ICOLS meeting in 1995[1], this fascinating state of matter has occupied central stage in the field of atomic, molecular and optical physics. The many new advances reported at this meeting indicate that the field may continue to do so for some time to come. This paper concerns one of these advances, the condensation of metastable helium atoms (He*), and is intended as a supplement to the recently published Ref. [2]. We shall not repeat the data from that paper, but rather concentrate on some details that were left out of Ref. [2] for lack of space.

Until recently BEC had been observed in 4 different atomic species, H, Li, Na and Rb[3, 4, 5, 6], and the first question to ask before embarking on the quest for BEC of He* was whether a new atom was of interest. During the 1990s, several groups have been working on laser cooling of He*, and of course one answer to the above question is simply that the attainment of BEC is the best cooling one can do, and many of the same justifications for laser cooling apply to BEC. In addition, one might hope that a new atomic species might allow one to observe new phenomena, not accessible to the previously studied cases. In this respect it seemed clear that the metastability of the atoms might be very important. Simple, rapid and efficient detection of the He* atoms is possible using electron multipliers such as microchannel plates (MCP) and these detectors can also be used to observe ions resulting from Penning ionizing collisions, either with residual gas atoms or between the He* atoms themselves. Thus, when BEC was observed in alkali gases, groups working on laser cooling of He* naturally considered the feasibility of He*[7].

A potential impediment to the achievement of the high densities necessary for evaporative cooling and BEC is the Penning ionization reaction:

$$He^* + He^* \rightarrow He + He^+ + e^-.$$

Many experiments have shown that in a magneto-optical trap (MOT), this process is very rapid and limits the density in such a trap[8, 9, 10, 11, 12, 13]. Thus, when loading atoms from a MOT into a non-dissipative trap, there was a danger that the density and more importantly the elastic collision rate would be too small to efficiently cool by evaporation. In addition, it was known experimentally[9, 10, 11] and theoretically[14] that even in the absence of resonant light, the rate constant for Penning ionization was on the order of 10^{-10} cm^3/s. Thus, even if it were possible to begin evaporative cooling, such a large inelastic collision rate is likely to prevent evaporative cooling down to BEC.

On the other hand it was predicted[18, 19] that the elastic scattering length a would be quite large for He*. This result was very encouraging because it indicated that despite the low densities achievable in a MOT, thermalizing collisions in a MOT-loaded magnetic trap could be rapid enough to allow evaporative cooling.

Even more importantly, it was also known that, for a spin polarized sample, the Penning ionization rate is suppressed by spin conservation. He* has total angular momentum one, therefore only one trapping state exists and magnetically trapped He* atoms are neccesarily 100% polarized. So one might hope to accumulate large densities of He* in a magnetic trap. Experimentally, a suppression of one order of magnitude had already been demonstrated as early as 1972[15], this result was followed up by more recent measurements[16, 17]. In the mid 1990's it was predicted that the degree of suppression could be as high as 5 orders of magnitude[18, 19], which would easily permit long storage times at densities necessary for BEC. The theoretical predictions for the scattering properties of He* motivated the serious attempt to achieve BEC using a strategy analogous to that used in the alkali gases.

II. EXPERIMENT

In our apparatus, a Zeeman cooled atomic beam loads a MOT which, after an optical molasses cooling and an optical pumping stage, loads a magnetic trap. The magnetic trap is of the cloverleaf design[20]. The only unusual feature of the apparatus is an MCP placed 5 cm below the trap center. A grid in front of the MCP allows one to either attract or repel positive ions. The front face of the MCP is at negative high voltage, and so electrons are never detected. We typically trapped 3×10^8 atoms in the MOT, and transferred approximately 50% to the

*http://atomoptic.iota.u-psud.fr/

magnetic trap. The MOT temperature was typically of order 1 mK, while after molasses cooling, the atomic temperature reached 300 μK. After loading the magnetic trap, the atomic sample was compressed by lowering the magnetic field bias. During this process the temperature increased again to about 1 mK. Then, an RF-knife was applied and ramped down from 130 MHz to effect the forced evaporation.

The evolution of the temperature, phase space density and elastic collision rate during the evaporation ramp were all derived from measurements of the time of flight distribution of atoms to the MCP after the magnetic trap was turned off. Several examples are shown in Fig. 1. The change in gravitational energy of the atoms in falling 5 cm to the detector corresponds to 240 μK. For the initial temperature of the trapped atoms, this energy is negligible compared to the kinetic energy, and so the atoms expand nearly isotropically after release, and the collection efficiency of the detector corresponds roughly to its solid angle of 0.5%. In this situation, the time of flight distribution is peaked at a value corresponding to the flight time of an atom moving toward the detector with the most probable speed at that temperature. The signature for cooling is a shift of the arrival time toward later times as can be seen in Fig. 1. Unfortunately, as the atoms are evaporatively cooled, their number also diminishes and the detected signal drastically decreases. Indeed when the temperature is of order 100 μK, no signal is visible on the detector. As the temperature decreases further however, the atoms begin to fall down rather than fly away, and the collection efficiency of the detector increases dramatically. Near a temperature of 10 μK we observe a "revival" of the MCP signal, and at 1 μK, close to the BEC threshold, nearly all the atoms remaining in the trap reach the detector and we observe the characteristic structure of an expanding cloud below the BEC temperature: a broad peak whose width corresponds to the temperature and a narrow peak on top of it.

As is discussed in Ref. [2], a careful analysis of the narrow BEC peak reveals that its width increases as the 1/5 power of the number of atoms N_0 in the peak as predicted by the Gross-Pitaevski equation in the Thomas-Fermi approximation. Upon closer examination however, the results were puzzling. First, it was surprising that we detected the atoms at 1 μK at all. A magnetic field gradient as small as 30 mG/cm is enough to deviate the atomic trajectory so as to miss the MCP. We were virtually certain that residual field gradients larger than this were present in the apparatus. Secondly, the study of the expansion of the gas depends on being able to turn the trap off suddenly compared to the inverse of the oscillation frequencies in the trap (50 and 1300 Hz). Here again we were certain from magnetic field measurements that effects such as eddy currents in the reentrant flanges holding the magnetic trap coils, limited our field turn-off time to about 1 ms. Thirdly, we could estimate the number of atoms in the cloud at or near the critical temperature

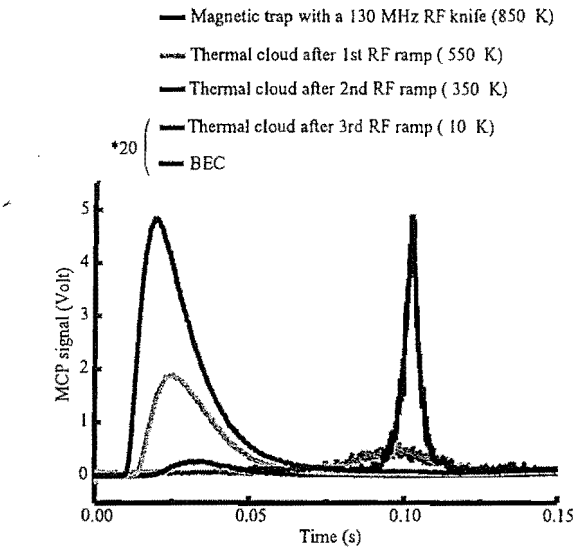


FIG. 1: MCP time of flight signals at different stages of the RF evaporation. The vertical scales on last two curves were multiplied by 20. At temperatures above 100 μK, the atomic cloud expands nearly isotropically, and the MCP detects primarily the downward going atoms. At temperatures low compared to 100μK, the atoms fall in the earth's gravititional field and are nearly all detected. The mean arrival time is about 100 ms, the time to fall 5 cm. Because of the loss of atoms during evaporative cooling, and the small solid angle of the detector, very few atoms are detected at temperatures between 300 and 30 μK.

and compare it with the expected number in the ideal gas limit. The predicted number is given by[21]:

$$N_C = 1.202\,(kT_C/\hbar\tilde{\omega})^3. \qquad (1)$$

Here $\tilde{\omega}$ denotes the geometric mean of the trap oscillation frequencies. Our calibration of the detector indicated a number of atoms smaller than this by an order of magnitude. Finally a quantitative analysis of the $N_0^{1/5}$ dependence, resulted in an estimate of the scattering length a of order 100 nm. Such a large value of the scattering length seemed to be ruled out by the fact that the condensate had a lifetime of a few s. One expects the 3 body loss rate to scale as the fourth power of a[22], and therefore 3 body losses would have caused the BEC to decay in much less than 1s.

A clue to resolving these difficulties came from earlier, *in situ* measurements of the magnetic fields in our apparatus when the trap was turned off. In Fig. 2 we show the results of such a measurement. We began with atoms in a magnetic trap at 1 mK. While monitoring the MCP signal, we directed a 10 mW/cm^2 laser pulse of 20 μs duration at the cloud at a time t after the magnetic field turnoff. When the laser, which propagated parallel to the bias field, was resonant with the atoms, including the Zeeman shift due to the trapping fields, the atoms scattered the laser light and were pushed from the path

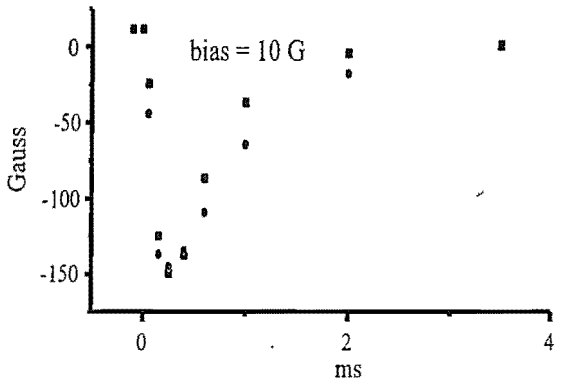


FIG. 2: *In situ* measurement of the magnetic field as a function of the time after turning off the magnetic trap. Black squares correspond to circular, grey circles to linear laser polarization. The field rapidly reverses due to differential eddy currents. This reversal causes approximately 10% of the atoms to transfer to the field-insensitive $m = 0$ state.

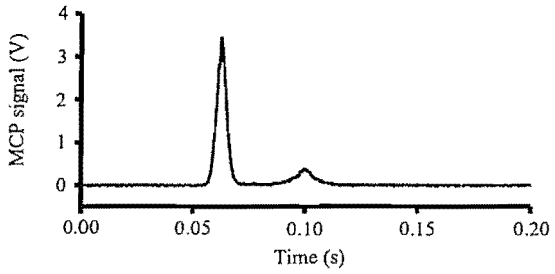


FIG. 3: Time of flight spectrum in the presence of a magnetic field gradient of an evaporatively cooled cloud of atoms. The height and arrival time of the small peak are independent of the applied gradient. The large peak's arrival time decreases as the vertical gradient (about 10 G/cm) is increased. A 1 G/cm horizontal gradient was also applied in order to maximize the number of atoms in the large peak. The ratio of the peak areas is 7. Thus we believe that the small peak corresponds to atoms in the $m = 0$ state, while the large peak corresponds to atoms in the $m = 1$ state.

to the detector. The laser detuning which minimized the MCP signal therefore corresponded to the Zeeman shift at the time of the pulse.

The magnetic field deduced from this Zeeman shift is plotted in Fig. 2 as a function of t. Negative times correspond to atoms still in the trap, and the value we observe agrees with the calculated magnetic field bias in the trap. One sees that the magnetic field in the trapping region undergoes a violent reversal during the turnoff, reaching a value of more than -150 G in less than 100 μs. This reversal is possibly due to the combined effects of the eddy currents induced by the pinch coils and the compensation coils. These two sets of coils carry currents in opposite directions and have very different sizes. The eddy currents they induce therefore have different signs and probably different time constants, which would explain the observed behavior. An uncompensated trap does not exhibit a magnetic field reversal.

It appears therefore that when the field reverses sign, some of the atoms undergo transitions to the field insensitive $m = 0$ state. We presume that after the transition the atoms adiabatically remain in the $m = 0$ state in the presence of the weak residual fields remaining in the apparatus. They therefore remain insensitive to any further field gradients.

We can test this interpretation by deliberately applying a magnetic field gradient with an external coil, and observing the time of flight spectrum. The results are shown in Fig. 3. The gradient was turned on about 100μs after the currents to the magnetic trap were turned off. The figure shows two peaks, one arriving at approximately 100 ms after the field turnoff, as occurs without an applied gradient. The location and height of this peak does not depend on the magnitude of the gradient. The other peak occurs earlier, corresponding to atoms accelerated by the gradient and the arrival time shifts with the magnitude of the gradient. The height of the peak can be varied by varying the horizontal components of the gradient. The figure shows the largest early peak we were able to produce. These data show that indeed a fraction of the atoms makes the flight to the detector in the $m = 0$ state and that at least 7 times more atoms are in a field sensitive state after the trap turnoff. The applied gradient was produced by a coil above the trap and thus the atoms which are accelerated are weak field seekers ($m = +1$). It is also possible that some atoms are in the strong field seeking state ($m = -1$), but since they are accelerated upwards, they have little chance to reach the MCP.

To get an estimate of the number of atoms in the magnetic trap we can use an analysis similar to that which leads to Eq. 1 leading to the number $N_{\rm th}$ of atoms in the thermal cloud below the critical temperature. By fitting the wings of the time of flight spectra, we are able to determine the temperature T of the atomic cloud, and to infer $N_{\rm th}$. As discussed in Ref. [21], and experimentally demonstrated in Refs. [20, 23, 24], this number should be given by: $N_{\rm th} = 1.202\,(kT/\hbar\tilde{\omega})^3$. This relation gives an absolute thermodynamic measurement of the number of atoms. It is higher by a factor $f = 8 \pm 4$ than the value we derive from the calibration of the MCP. Taking this correction into account, the largest condensate we have observed contained about 10^5 atoms, and the number of atoms present at the critical temperature is a few times 10^5.

The magnetic field measurements also help to explain why the analysis of the expansion of the trapped atoms after release works so well. Because of the fast reversal, the atoms which make transitions to the $m = 0$ state are indeed released extremely rapidly. A careful analysis of the expansion may require taking into account the behavior of the weak field seeking atoms observed in Fig. 3. Here we assume that all atoms expand freely independent of their internal state. In fact the atoms

in this state are presumably trapped during the decay of the eddy currents, but since in a cloverleaf trap, the confinement rapidly decreases with increasing bias, it is probably a good approximation to treat the atoms as free on the scale of 1 ms.

An analysis of the mean field expansion of the cloud, using the corrected number of atoms leads to a value of the scattering length, $a = 20 \pm 10$ nm. This result is consistent with our elastic rate constant measurements at 1 mK[25], as well as with the observations of Ref. [26].

We have also observed the ions produced by the trapped condensate, by negatively biasing a grid above the MCP. An example of the ion detection rate as a function of time is shown in Fig. 4 of Ref. [2]. These ions are due to Penning ionization of residual gases, to two body collisions within the condensate, or possibly other, more complicated processes. We observe a factor of 5 more ions from the condensate than from a thermal cloud at 1 μK, and we attribute this increase to the larger density in the condensate. The lifetime of the condensate, estimated by observing the ion rate is on the order of a few seconds. This is true both with and without an RF-knife to evacuate hot atoms[20, 27], although the lifetime is slightly longer with the knife present. The density of the condensate, deduced from its vertical size measurement and its known aspect ratio, is of order $10^{13}\,\mathrm{cm}^{-3}$, so from the lifetime we can place an upper limit of $10^{-13}\,\mathrm{cm}^3\mathrm{s}^{-1}$ on the relaxation induced Penning ionization rate constant, as well as an upper limit of $10^{-26}\,\mathrm{cm}^{-6}\mathrm{s}^{-1}$ on any three-body loss process.

The achievement of BEC in He^* together with a MCP detector, offers many new possibilities for the investigation of BECs. Ion detection allows continuous "non-destructive" monitoring of the trapped condensate. We hope to be able to study the formation kinetics of the condensate using the ion signal. Our ability to count individual He^* atoms falling out of the trap should allow us to perform accurate comparisons of correlation functions[27] for a thermal beam of ultracold atoms[28] and for an atom laser, realizing the quantum atom optics counterpart of one of the fundamental experiments of quantum optics.

Acknowledgments

This work was supported by the European Union under grants IST-1999-11055, and HPRN-CT-2000-00125, and by the DGA grant 99.34.050.

[1] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell, Proceedings of the 12 International Conference on Laser Spectroscopy, Capri, June 1995, M. Ingucio, M. Allegrini and A. Sasso Eds., (World Scientific, Singapore, 1996).

[2] A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I. Westbrook, A. Aspect, *Science*, **292**, 463 (2001), published online 22 March 2001, 10.1126/science.1060622.

[3] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995).

[4] K. B. Davis *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).

[5] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollet, R. G. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **75** 1687 (1995).

[6] D. G. Fried *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 81, 3811 (1998).

[7] W. Vassen, OSA TOPS on Ultracold Atoms and BEC 7, 20, K. Burnett, Ed. (Optical Society of America, Washington, DC, 1996).

[8] F. Bardou, O. Emile, J. M. Courty, C. I. Westbrook, and A. Aspect, *Europhys. Lett.* **20**, 681 (1992).

[9] H. C. Mastwijk, J. W. Thomsen, P. van der Straten, and A. Niehaus, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5516 (1998).

[10] P. J. J. Tol, N. Herschbach, E. A. Hessels, W. Hogervorst, and W. Vassen, *Phys. Rev A.* **60**, 761 (1999).

[11] M. Kumakura and N. Morita, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2848 (1999).

[12] A. Browaeys, J. Poupard, A. Robert, S. Nowak, W. Rooijakkers, E. Arimondo, L. Marcassa, D. Boiron, C. I. Westbrook, and A. Aspect, *Eur. Phys. J. D* 8, 199 (2000).

[13] F. Pereira Dos Santos, F. Perales, J. Léonard, A. Sinatra, Junmin Wang, F. S. Pavone, E. Rasel, C. S. Unnikrishnan, and M. Leduc, *Eur. Phys. J. D* 14, 15 (2001).

[14] V. Venturi and I. Whittingham, *Phys. Rev. A*, 61, 060703 (2000).

[15] J. C. Hill, L. L. Hatfield, N. D. Stockwell, and G. K. Walters, *Phys. Rev. A* **5**, 189 (1972).

[16] N. Herschbach, P. J. J. Tol, W. Hogervorst, and W. Vassen, *Phys. Rev. A* 61, 050702(R) (2000).

[17] S. Nowak, A. Browaeys, J. Poupard, A. Robert, D. Boiron, C. I. Westbrook, and A. Aspect, *Appl. Phys. B* 70, 455 (2000).

[18] P. O. Fedichev, M. W. Reynolds, U. M. Rahmanov, G. V. Shlyapnikov, *Phys. Rev. A* **53**, 1447 (1996); G. V. Shlyapnikov, T. M. Walraven, U. M. Rahmanov, M. W. Reynolds, *Phys. Rev. Lett* **73**, 3247 (1994).

[19] V. Venturi, I. B. Whittingham, P. J. Leo, G. Peach, *Phys. Rev. A* **60**, 4635 (1999), P. Leo, V. Venturi, I. Whittingham, J. Babb, preprint arXiv:physics/0011072.

[20] M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. M. Kurn, D. S. Durfee, and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 416 (1996).

[21] F. Dafolvo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, Rev. Mod. Phys. **71**, 463 (1999), and references therein.

[22] P. Fedichev, M. Reynolds, G. Shlyapnikov, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 2921 (1996).

[23] L. V. Hau *et al.*, *Phys. Rev. A* **58**, R54 (1998).

[24] J. R. Ensher, D. S. Jin, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4984 (1996).

[25] A. Browaeys, A. Robert, O. Sirjean, J. Poupard S. Nowak, D. Boiron, C.I. Westbrook, A. Aspect, *Phys. Rev. A* **64**, 034703 (2001).

[26] F. Pereira dos Santos, J. Leonard, J. Wang, C. Barrelet, F. Perales, E. Rasel, C.S. Unnikrishnan, M. Leduc, C.

Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3459 (2001).
[27] E. A. Burt *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 337 (1997).
[28] Y. Yasuda, F. Shimizu, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3090 (1996).

Bibliographie

[1] S. N. Bose, "Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese", *Z. Phys.* **26**, 178 (1924).

[2] A. Einstein, "Quantentheorie des einatomigen idealen Gase", *Sitzungsberg. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.* 261 (1924).

[3] A. Einstein, "Quantentheorie des einatomigen idealen Gase. Zweite Abhandlung", *Sitzungsberg. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.* 3 (1925).

[4] J. Bardeen, L. N. Cooper, et J. R. Schrieffer, "Theory of superconductivity", *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).

[5] G. M. Kavoulakis et A. Mysyrowicz, "Auger decay, spin exchange and their connection to Bose-Einstein condensation of excitons in Cu2O", *Phys. Rev. B* **61**, 16619 (2000).

[6] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, et E. A. Cornell, "Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor", *Science* **269**, 198 (1995).

[7] W. Ketterle, D. S. Durfee, et D. M. Stamper-Kurn, dans *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi" Course CXL (Bose-Einstein Condensation in Atomic Gases) : Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*, édité par M. Inguscio, S. Stringari, et C. E. Wieman (IOS Press, Amsterdam, 1999), pp. 67–176.

[8] E. A. Cornell, J. R. Ensher, et C. E. Wieman, dans *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi" Course CXL (Bose-Einstein Condensation in Atomic Gases) : Experiments in dilute atomic Bose-Einstein condensation*, édité par M. Inguscio, S. Stringari, et C. E. Wieman (IOS Press, Amsterdam, 1999), pp. 15–66.

[9] F. Dafolvo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, et S. Stringari, "Theory of trapped Bose-condensed gases", *Rev. Mod. Phys.* **71**, 463 (1999).

[10] S. Choi et K. Burnett, "Atom optical elements for Bose-Einstein condensates", *Phys. Rev. A* **56**, 3825 (1997).

[11] M. R. ANDREWS, C. G. TOWNSEND, H. J. MIESNER, D. S. DURFEE, D. M. STAMPER-KURN, ET W. KETTERLE, "Observation on interference between two Bose condensates", *Science* **275**, 637 (1997).

[12] I. BLOCH, T. W. HÄNSCH, ET T. ESSLINGER, "Atom laser with a cw output coupler", *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3008 (1999).

[13] I. BLOCH, T. W. HÄNSCH, ET T. ESSLINGER, "Measurement of the spatial coherence of a trapped Bose gas at the phase transition", *Nature* **403**, 166 (2000).

[14] L. DENG, E. W. HAGLEY, J. WEN, M. TRIPPENBACH, Y. BAND, P. S. JULIENNE, J. E. SIMSARIAN, K. HELMERSON, S. L. ROLSTON, ET W. D. PHILLIPS, "Four-wave mixing with matter waves", *Nature* **398**, 218 (1999).

[15] K. B. DAVIS, M.-O. MEWES, M. R. ANDREWS, N. J. VAN DRUTEN, D. S. DURFEE, D. M. KURN, ET W. KETTERLE, "Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms", *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).

[16] C. C. BRADLEY, C. A. SACKETT, J. J. TOLLETT, ET R. G. HULET, "Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions", *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995).

[17] D. G. FRIED, T. C. KILLIAN, L. WILLMANN, D. LANDHUIS, S. C. MOSS, D. KLEPPNER, ET T. J. GREYTAK, "Bose-Einstein Condensation of Atomic Hydrogen", *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3811 (1998).

[18] A. ROBERT, O. SIRJEAN, A. BROWAEYS, J. POUPARD, S. NOWAK, D. BOIRON, C. I. WESTBROOK, ET A. ASPECT, "A Bose-Einstein Condensate of Metastable Atoms", *Science* **292**, 461 (2001).

[19] F. P. D. SANTOS, J. LÉONARD, J. WANG, C. J. BARRELET, F. PERALES, E. RASEL, C. S. UNNIKRISHNAN, M. LEDUC, ET C. COHEN-TANNOUDJI, "Bose-Einstein Condensation of Metastable Helium", *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3459 (2001).

[20] G. MODUGNO, G. FERRARI, G. ROATI, R. J. BRECHA, A. SIMONI, ET M. INGUSCIO, "Bose-Einstein condensation of potassium by sympathetic cooling", *Science Express* 10.1126/science.1066687 (published online 18 October 2001).

[21] M. S. HAMMOND, F. B. DUNNING, G. K. WALTERS, ET G. A. PRINZ, "Spin dependence in He(2^3S) metastable deexcitation at magnetized Fe(110) and O/Fe(110) surfaces", *Phys. Rev. B* **45**, 3674 (1992).

[22] J. FUJITA, M. MORINAGA, T. KISHIMOTO, M. YASUDA, S. MATSUI, ET F. SHIMIZU, "Manipulation of an atomic beam by a computer-generated hologram", *Nature* **380**, 692 (1996).

[23] J. FUJITA, S. MITAKE, ET F. SHIMIZU, "Interferometric Modulation of an Atomic Beam by an Electric Field : A Phase Hologram for Atoms", *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4027 (2000).

[24] C. HENKEL, C. I. WESTBROOK, ET A. ASPECT, "Quantum reflection : atomic matter-wave optics in an attractive exponential potential", *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 233 (1996).

[25] E. A. BURT, R. W. GHRIST, C. J. MYATT, M. J. HOLLAND, E. A. CORNELL, ET C. E. WIEMAN, "Coherence, Correlations, and Collisions : What One Learns about Bose-Einstein Condensates from Their Decay", *Phys. Rev. Lett.* **79**, 337 (1997).

[26] M. YASUDA ET F. SHIMIZU, "Observation of Two-Atom Correlation of an Ultracold Neon Atomic Beam", *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3090 (1996).

[27] R. H. BROWN ET R. Q. TWISS, *Nature* **177**, 27 (1956).

[28] R. H. BROWN ET R. Q. TWISS, *Nature* **178**, 1046 (1956).

[29] P. HORAK ET S. M. BARNETT, "Creation of coherence in Bose-Einstein condensates by atom detection", *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **32**, 3421 (1999), et références incluses.

[30] F. DALFOVO, S. GIORGINI, L. PITAESVKII, ET S. STRINGARI, "Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases", *Rev. Mod. Phys.* **71**, 463 (1999).

[31] M. KUMAKURA ET N. MORITA, "Laser Trapping of Metastable ^{3}He Atoms : Isotopic Difference in Cold Penning Collisions", *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2848 (1999).

[32] B. DEMARCO ET D. S. JIN, "Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas", *Science* **285**, 1703 (1999).

[33] A. G. TRUSCOTT, K. E. STRECKER, W. I. MCALEXANDER, G. B. PARTRIDGE, ET R. G. HULET, "Observation of Fermi Pressure in a Gas of Trapped Atoms", *Science* **291**, 2570 (2001).

[34] F. SCHRECK, G. FERRARI, K. L. CORWIN, J. CUBIZOLLES, L. KHAYKOVICH, M.-O. MEWES, ET C. SALOMON, "Sympathetic cooling of bosonic and fermionic lithium gases towards quantum degeneracy", *Phys. Rev. A* **64**, 011402 (2001).

[35] F. SCHRECK, L. KHAYKOVICH, K. L. CORWIN, G. FERRARI, T. BOURDEL, J. CUBIZOLLES, ET C. SALOMON, "A quasi-pure Bose-Einstein condensate immersed in a Fermi sea", *Phys. Rev. Lett.* **87**, 080403 (2001).

[36] D. GUÉRY-ODELIN, J. SÖDING, P. DESBIOLLES, ET J. DALIBARD, "Is Bose-Einstein condensation of atomic cesium possible ?", *Europhys. Lett.* **44**, 25 (1998).

[37] C. COHEN-TANNOUDJI, (Cours donné au collège de France, 1996-97).

[38] G. S. SHLYAPNIKOV, J. T. M. WALRAVEN, U. M. RAHMANOV, ET M. W. REYNOLDS, "Decay Kinetics and Bose Condensation in a Gas of Spin-Polarized Triplet Helium", *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3247 (1994).

[39] P. O. FEDICHEV, M. W. REYNOLDS, U. M. RAHMANOV, ET G. V. SHLYAPNIKOV, "Inelastic decay processes in a gas of spin-polarized triplet helium", *Phys. Rev. A* **53**, 1447 (1996).

[40] V. VENTURI, I. B. WHITTINGHAM, P. J. LEO, ET G. PEACH, "Close-coupled calculation of collisions of magnetostatically trapped helium atoms", *Phys. Rev. A* **60**, 4635 (1999).

[41] H. C. MASTWIJK, J. W. THOMSEN, P. VAN DER STRATEN, ET A. NIEHAUS, "Optical Collisions of Cold Metastable Helium Atoms", *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5516 (1999).

[42] P. J. J. TOL, N. HERSCHBACH, E. A. HESSELS, W. HOGERVORST, ET W. VASSEN, "Large numbers of cold metastable helium atoms in a magneto-optical trap", *Phys. Rev. A* **60**, R761 (1999).

[43] J. C. HILL, L. L. HATFIELD, N. D. STOCKWELL, ET G. K. WALTERS, "Direct Demonstration of Spin-Angular-Momentum Conservation in the Reaction $He(^3S_1) + He(^3S_1) \rightarrow He(^1S_0) + He^+ + e^-$", *Phys. Rev. A* **5**, 189 (1972).

[44] S. NOWAK, A. BROWAEYS, J. POUPARD, A. ROBERT, D. BOIRON, C. I. WESTBROOK, ET A. ASPECT, "Magnetic trapping of metastable helium atoms", *Appl. Phys. B* **70**, 455 (2000).

[45] N. HERSCHBACH, P. J. J. TOL, W. HOGERVORST, ET W. VASSEN, "Suppression of Penning ionization by spin polarization of cold $He(2^3S)$ atoms", *Phys. Rev. A* **61**, 050702 (2000).

[46] A. BROWAEYS, A. ROBERT, O. SIRJEAN, J. POUPARD, S. NOWAK, D. BOIRON, C. I. WESTBROOK, ET A. ASPECT, "Thermalization of magnetically trapped metastable helium", *Phys. Rev. A* **64**, 034703 (2001).

[47] A. BROWAEYS, *Piégeage magnétique d'un gaz d'hélium métastable : vers la condensation de Bose-Einstein*, Thèse de doctorat, Université de Paris VI, 2000.

[48] G. LABEYRIE, *Deux outils pour l'optique atomique : jet intense d'hélium métastable et miroir à onde évanescente*, Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 1999.

[49] N. VANSTEENKISTE, C. GERZ, R. KAISER, L. HOLLBERG, C. SALOMON, ET A. ASPECT, "A frequency-stabilized LNA laser at 1.083 μm : application to the manipulation of helium 4 atoms", *J. Phys. II France* **1**, 1407 (1991), et références incluses.

[50] W. ROOIJAKKERS, W. HOGERVORST, ET W. VASSEN, "Laser deceleration and trapping of metastable helium atoms", *Opt. Commun.* **135**, 149 (1997).

[51] J. NELLESSEN, J. H. MÜLLER, K. SENGSTOCK, ET W. ERTMER, "Large-angle deflection of a laser-cooled sodium beam", *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2149 (1989).

[52] F. BARDOU, O. EMILE, J.-M. COURTY, C. I. WESTBROOK, ET A. ASPECT, "Magneto-optical Trapping of Metastable Helium : Collisions in the Presence of Resonant Light.", *Europhys. Lett.* **20**, 681 (1992).

[53] H. C. MASTWIJK, M. VAN RIJNBACH, J. W. THOMSEN, P. VAN DER STRATEN, ET A. NIEHAUS, "Photo induced collisions with laser cooled He* atoms", *Eur. Phys. J. D.* **4**, 131 (1998).

[54] A. BROWAEYS, J. POUPARD, A. ROBERT, S. NOWAK, W. ROOIJAKKERS, E. ARIMONDO, L. MARCASSA, D. BOIRON, C. I. WESTBROOK, ET A. ASPECT, "Two body loss rate in a magneto-optical trap of metastable He", *Eur. Phys. J. D.* **8**, 199 (2000).

[55] J. POUPARD, *Mesure de deux taux caractéristiques de l'hélium métastable importants pour le refroidissement radiatif*, Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 2000.

[56] F. P. D. SANTOS, F. PERALES, J. LÉONARD, A. SINATRA, J. WANG, F. S. PAVONE, E. RASEL, C. S. UNNIKRISHNAN, ET M. LEDUC, "Penning collisions of laser-cooled metastable helium atoms", *Eur. Phys. J. D.* **14**, 15 (2001).

[57] W. H. WING, "On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields", *Prog. Quant. Electr.* **8**, 181 (1984).

[58] A. L. MIGDALL, J. V. PRODAN, W. D. PHILLIPS, T. H. . BERGEMAN, ET H. J. METCALF, "First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms", *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2596 (1985).

[59] W. PETRICH, M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER, ET E. A. CORNELL, "Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms", *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3352 (1995).

[60] M.-O. MEWES, M. R. ANDREWS, N. J. VAN DRUTEN, D. M. KURN, D. S. DURFEE, ET W. KETTERLE, "Bose-Einstein Condensation in a Tightly Confining dc Magnetic Trap", *Phys. Rev. Lett.* **77**, 416 (1996).

[61] T. BERGEMAN, G. EREZ, ET H. J. METCALF, "Magnetostatic trapping field for neutral atoms", *Phys. Rev. A* **35**, 1535 (1987).

[62] O. J. LUITEN, M. W. REYNOLDS, ET J. T. M. WALRAVEN, "Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas", *Phys. Rev. A* **53**, 381 (1996).

[63] H. C. MASTWIJK, *Cold collisions of metastable helium atoms*, Ph. d. thesis, Utrecht University, 1997.

[64] A. G. MARTIN, K. HELMERSON, V. S. BAGNATO, G. P. LAFYATIS, ET D. E. PRITCHARD, "rf Spectroscopy of Trapped Neutral Atoms", *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2431 (1988).

[65] K. HELMERSON, A. G. MARTIN, ET D. E. PRITCHARD, "Laser and rf spectroscopy of magnetically trapped neutral atoms", *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 483 (1992).

[66] C. COHEN-TANNOUDJI, (Cours donné au collège de France, 1998-99).

[67] C. R. MONROE, E. A. CORNELL, C. A. SACKETT, C. J. MYATT, ET C. E. WIEMAN, "Measurement of Cs-Cs Elastic Scattering at $T = 30$ μK", *Phys. Rev. Lett.* **70**, 414 (1993).

[68] M. ARNDT, M. B. DAHAN, D. GUÉRY-ODELIN, M. W. REYNOLDS, ET J. DALIBARD, "Observation of a Zero-energy Resonance in Cs-Cs collisions", *Phys. Rev. Lett.* **79**, 625 (1997).

[69] S. A. HOPKINS, S. WEBSTER, J. ARTL, P. BANCE, S. CORNISH, O. MARAGÒ, ET C. J. FOOT, "Measurement of elastic cross section for cold cesium collisions", *Phys. Rev. A* **61**, 032707 (2000).

[70] N. R. NEWBURY, C. J. MYATT, ET C. E. WIEMAN, "s-wave elastic collisions between cold ground-state ^{87}Rb atoms", *Phys. Rev. A* **51**, R2680 (1995).

[71] K. B. DAVIS, M.-O. MEWES, M. A. JOFFE, M. R. ANDREWS, ET W. KETTERLE, "Evaporative Cooling of Sodium Atoms", *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5202 (1995).

[72] D. BOIRON, "Thermalization of cold trapped atomic samples", *in preparation* .

[73] D. W. SNOKE ET J. P. WOLFE, "Population dynamics of a Bose gas near saturation", *Phys. Rev. B* **39**, 4030 (1989).

[74] Y. CASTIN, *Bose-Einstein condensates in atomic gases : simple theoretical results* (Cours des Houches, 2000).

[75] V. BOYER, *Condensation de Bose-Einstein avec un électroaimant à noyau ferromagnétique : stratégies de refroidissement dans des champs magnétiques intenses*, Thèse de doctorat, Université de Paris VI, 2000.

[76] L. LANDAU ET E. LIFCHITZ, *Mécanique* (Mir, 1982).

[77] T. A. SAVARD, K. M. O'HARA, ET J. E. THOMAS, "Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps", *Phys. Rev. A* **56**, 1095 (1997).

[78] J. SCHUSTER, A. MARTE, S. AMTAGE, B. SANG, G. REMPE, ET H. C. W. BEIJERINCK, "Avalanches in a Bose-Einstein condensate : goodbye to the collisionally opaque regime?", *preprint : cond-mat/0106373* (2001).

[79] D. M. STAMPER-KURN, H.-J. MIESNER, S. INOUYE, M. R. ANDREWS, ET W. KETTERLE, "Collisionless and hydrodynamic excitations of a Bose-Einstein condensate", *Phys. Rev. Lett.* **81**, 500 (1998).

[80] A. GRIFFIN, W.-C. WU, ET S. STRINGARI, "Hydrodynamic modes in a trapped Bose gas above the Bose-Einstein transition", *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1838 (1997).

[81] D. GUÉRY-ODELIN, F. ZAMBELLI, J. DALIBARD, ET S. STRINGARI, "Collective oscillations of a classical gas confined in harmonic traps", *Phys. Rev. A* **60**, 4851 (1999).

[82] R. G. HULET, "Getting excited about helium", *Nature* **411**, 425 (2001).

[83] V. SAVALLI, *Etude à haute résolution de la spécularité d'un miroir atomique à onde évanescente*, Thèse de doctorat, Université de Paris VI, 2000.

[84] E. W. HAGLEY, L. DENG, M. KOZUMA, J. WEN, K. HELMERSON, S. L. ROLSTON, ET W. D. PHILLIPS, "A Well-Collimated Quasi-Continuous Atom Laser", *Science* **283**, 1706 (1999).

[85] J. R. WOODWORTH ET H. W. MOOS, "Experimental determination of the single-photon transition rate between the 2^3S_1 and the 1^1S_0 states of He", *Phys. Rev. A* **12**, 2455 (1975).

Résumé

Cette thèse présente la première réalisation expérimentale d'un condensat de Bose-Einstein d'hélium métastable. L'énergie interne de 20 eV des atomes d'hélium métastable permet l'utilisation d'un système de détection électronique des atomes, très rapide et efficace. Ce manuscrit décrit la démarche expérimentale adoptée pour parvenir à la condensation, à partir du transfert dans le piège magnétique du nuage atomique pré-refroidi. Des études du champ magnétique de piégeage, en particulier de la décroissance du champ à la coupure du piège, sont réalisées *in situ* en venant sonder directement les atomes. Des mesures de spectroscopie du piège magnétique sont également effectuées afin de tester l'équilibre des atomes dans le piège. Pour initier ensuite un refroidissement évaporatif efficace, il faut un taux de collisions élastiques entre atomes piégés suffisamment élevé. Ne disposant pas de donnée expérimentale suffisante pour connaître la valeur de ce taux de collisions, nous avons effectué des mesures de thermalisation sur l'échantillon atomique. Celles-ci consistent à placer le nuage piégé hors-équilibre, puis à regarder la dynamique de relaxation vers un nouvel équilibre, atteint sous l'influence des collisions entre atomes piégés. La modélisation de ces expériences permet de remonter, à partir des résultats expérimentaux, au taux de collisions élastiques. La valeur déduite nous a encouragés à poursuivre le refroidissement évaporatif du nuage atomique, aboutissant finalement à la formation d'un condensat de Bose-Einstein. L'allure des signaux expérimentaux observés, influencés par la coupure des champs magnétiques, est expliquée. L'exploitation de ces signaux permet de déduire une valeur de la longueur de diffusion. La visualisation du signal d'ions produits par le condensat constitue une méthode d'observation non-destructive du condensat, donnant accès à sa cinétique de formation.

Mots-clés

Hélium métastable - Atomes froids - Condensation de Bose-Einstein - Refroidissement évaporatif - Onde radio-fréquence - Thermalisation - Collisions élastiques - Piégeage magnétique.

Abstract

This thesis presents the first experimental realization of a Bose-Einstein condensate of metastable helium. The 20 eV internal energy of metastable helium atoms enables the use of an electronic detection system of atoms, very fast and efficient. This thesis describes the followed experimental way to achieve condensation, starting from the loading of the pre-cooled atomic cloud in the magnetic trap. Studies of the trapping magnetic field, especially of the field decay after switching off the trap, are realized *in situ* by directly probing the atoms. Some spectroscopy measurements of the magnetic trap are also performed to test equilibrium of atoms in the trap. To next start an efficient evaporative cooling, the elastic collision rate between trapped atoms must be large enough. Since we had no sufficient experimental data to know the value of this collision rate, we have performed some thermalization measurements on the atomic sample. It consists in placing the trapped cloud out of equilibrium, and then in monitoring relaxation dynamics towards a new equilibrium, reached thanks to collisions between trapped atoms. Modelization of these experiments enables us to infer the elastic collision rate from experimental results. The deduced value encouraged us to carry on with evaporative cooling of the atomic cloud, leading eventually to the formation of a Bose-Einstein condensate. The shape of the observed experimental signals, influenced by the cutoff of the magnetic fields, is explained. Exploitation of these signals allows to deduce a value for the scattering length. The observation of the ion signal produced by the condensate represents a non-destructive method of monitoring the condensate, from which its formation kinetics can be deduced.

Keywords

Metastable helium - Cold atoms - Bose-Einstein condensation - Evaporative cooling - Radio-frequency wave - Thermalization - Elastic collisions - Magnetic trapping.