



HAL
open science

Développement d'un piège atomique lumineux et magnétique : Etude du régime de collisions ; Perspectives pour la condensation de Bose-Einstein du césium

Nathalie Hoang

► **To cite this version:**

Nathalie Hoang. Développement d'un piège atomique lumineux et magnétique : Etude du régime de collisions ; Perspectives pour la condensation de Bose-Einstein du césium. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2003. Français. NNT : . tel-00005990

HAL Id: tel-00005990

<https://theses.hal.science/tel-00005990>

Submitted on 28 Apr 2004

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.

Orsay
N° D'ORDRE : 7345

UNIVERSITE PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

Présentée pour obtenir

**Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES DE
L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY**

Par

Nathalie HOANG

Sujet :

Développement d'un piège atomique lumineux et magnétique :

- Etude du régime de collisions
- Perspectives pour la condensation de Bose-Einstein du césium

soutenue le 24 octobre 2003 à Orsay devant la commission d'examen :

M. Robin KAISER

M. Jean-Claude KELLER

M. Pierre PILLET

M. Christophe SALOMON

Mme Nathalie WESTBROOK

Rapporteur

Directeur de thèse

Rapporteur

Ce mémoire de thèse représente l'aboutissement d'un travail de trois ans effectué au laboratoire Aimé Cotton. Ce travail n'a pas toujours eu les résultats escomptés et est apparu parfois ingrat, difficile et douloureux pour diverses raisons. Pourtant aujourd'hui, avec le recul, je considère le travail réalisé avec satisfaction et me remémore cette période avec nostalgie. Je pense à tous ces bons moments passés au laboratoire, et à toutes les personnes que j'ai côtoyées, qui ont constitué mon quotidien et qui m'ont aidée pendant ces trois années par leur encouragement et leur soutien. A vous tous, merci du fond du cœur !!!

Je tiens d'abord à exprimer ma reconnaissance à mon directeur de thèse, Pierre Pillet pour m'avoir accueillie dans son équipe et pour m'avoir fait confiance jusqu'au bout.

J'adresse également mes remerciements aux membres de mon jury, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail : Jean-Claude Keller et Christophe Salomon, qui ont accepté d'être rapporteurs, ainsi que Robin Kaiser et Nathalie Westbrook.

J'ai croisé sur ma route beaucoup de personnes qui m'ont consacré de leur temps pour me faire partager leurs connaissances et leur savoir-faire. Merci à toutes celles et tous ceux-là !! Je pense en particulier à Samuel Guibal et Daniel Comparat, qui ont eu, entre autres, la lourde tâche et la patience de lire attentivement et scrupuleusement mon manuscrit. Merci aussi à Samuel de m'avoir aidée sur les simulations numériques. Je remercie très chaleureusement Dan Marescaux et Jacques Pinard pour tout leur savoir-faire expérimental qui m'a été fortement utile, et pour leur présence fidèle dans les moments difficiles que représente notamment la recherche des fuites. Je pense aussi à celles qui m'ont énormément soutenue dans des moments « où l'on n'y croit plus trop » et qui ont contribué à me redonner confiance : Laurence Pruvost pour ses conseils avisés, sa rigueur scientifique et son aide qui ont été très utiles à mon travail, et Anne Crubellier, pour sa gentillesse, son écoute, son enthousiasme, et pour avoir accepté de travailler avec moi. Sa collaboration a permis d'enrichir considérablement ce travail, d'un point de vue théorique.

J'ai bénéficié au cours de ces trois années des compétences et savoir-faire des services technique, informatique et administratif du laboratoire, sans lesquels une thèse ne pourrait se faire. Un grand merci à : Patrice Leroy (merci aussi pour ton soutien !), Alain Drouet, Henri Pézard, Daniel Civiale, Jean Louis Tutou, Stéphane Roux, Roger Leroux, Eric Marius, Roland Brémont, Jocelyne Sinzelle, Amanda Trépagny (la maman de tous les bébés du labo), Mireille Frémont, Claudine Leroux, Josiane Dehoubert, Sylvie, et tous les autres ...

Ces trois années ont aussi été l'occasion d'enseigner au côté de mes « anciens profs de fac », avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler. Je remercie plus particulièrement Jérôme Leygnier, mon tuteur pédagogique, dont j'ai beaucoup apprécié les conseils et la disponibilité, ainsi que René-Jean Champeau dont les qualités pédagogiques sont appréciées tant par ses élèves que par ses collègues.

Je ne pourrai pas terminer cette page sans remercier mes camarades, mais néanmoins amis thésards. Ma pensée va droit à trois d'entre eux (les autres, vous m'excuserez...mais rassurez-vous, je ne vous oublie pas !!), mes « frères de thèse » qui ont une place particulière, puisque ce travail leur doit tant. Les deux premières années, j'ai eu la chance de travailler avec Salah Boussen, au côté duquel j'ai énormément appris et dont le sang froid et la maîtrise expérimentale me laisseront toujours aussi admirative. J'ai partagé avec toi beaucoup de choses, de joies comme de peines, et je garderai toujours en mémoire nos fous rires, qui font tellement de bien au cœur, mais aussi nos moments de « Luna Rossa » (Il y en aura d'autres !!). Il y a aussi Nicolas Vanhaecke avec qui j'ai également beaucoup partagé tout au long de ces trois années. Travailler cette dernière année avec toi a été un très grand plaisir et

un vrai régal scientifique. Tu m'as énormément apporté par ton dynamisme, ta rigueur intellectuelle (« bon, parfois tu pinailles un peu trop !! »), et ton honnêteté scientifique. Tu mets parfois (euh...même souvent) la barre très haut pour toi comme pour les autres, et on se dit que tu exagères, mais au final, qu'est ce que c'est stimulant !! Et puis au début de ma troisième année, est arrivé Nassim Zahzam, un vrai concentré d'enthousiasme, et d'optimisme qui font plaisir à voir. Merci à toi, pour cette joie communicative !! Merci de m'avoir aidée dans cette dernière année ; j'aurais davantage aimé « manipuler » avec toi, mais hélas le temps m'a manqué.

Et, puis, enfin il y a tous les copains thésards du labo grâce auxquels on garde quand même une âme d'étudiants (pardon Fabienne !!!), et avec lesquels on a partagé pas mal de fous rires devant les pauses-chocolats de Fabienne. Merci donc à : Fabienne, pour toutes tes petites gâteries et ton soutien sans faille, Philippe-Fifi, Rodolphe (merci pour tes conseils mais je préfère les méthodes douces !), Seb, Carine (continue de chanter dans le bureau, ça te va si bien « Dreams are my reality.... »), Kai (arrête de soupirer, sinon Carine te montre le papier scotché sur la porte de l'armoire), Pascal, Vincent. Merci aussi aux anciens thésards : Benoît, Olivier, Bruno C., Josselin, Jérôme, et ceux qui sont devenus, depuis, jeunes chercheurs, Cyril, Bruno L.. Bon courage aussi à tous les nouveaux !!

Enfin je terminerai, en remerciant mes proches, pour tout leur soutien et affection qu'ils m'ont procurés tout au long de ces trois dernières années. Je pense en particulier à mes parents qui m'ont toujours encouragée dans mes choix et mes études, et à qui je dois énormément ; je pense également à mon cher Fabien pour son écoute attentive, sa patience et son dévouement au quotidien.

Table des matières

Introduction	7
1 La longue histoire de la condensation de Bose-Einstein du césium	11
1.1 Obtention de la Condensation de Bose-Einstein (CBE)	12
1.1.1 Généralités	12
1.1.2 Les différentes étapes menant à la CBE : du gaz thermique au condensat	12
1.1.2.1 Gaz thermique	13
1.1.2.2 Piège magnéto-optique et mélasse optique	13
1.1.2.3 Piège conservatif et refroidissement évaporatif	13
1.1.3 Collisions dans le processus d'évaporation	15
1.2 L'atome de césium	16
1.2.1 Les niveaux d'énergie de l'atome	16
1.2.2 Interactions entre atomes de césium dans l'état fondamental	16
1.2.2.1 Hamiltonien d'interactions	16
1.2.2.2 Règles de sélection	19
1.2.2.3 Etats stables ou quasi-stables vis-à-vis des collisions inélastiques à deux corps	21
1.2.2.4 Collisions inélastiques à trois corps	21
1.2.2.5 Etat des connaissances sur l'atome ^{133}Cs avant 1996	22
1.3 Expériences dans les pièges magnétiques	23
1.3.1 Principe du piégeage magnétique	23
1.3.2 L'état $f = 4, m_f = 4$	24
1.3.2.1 Mesure de la section efficace des atomes	24
1.3.2.2 Relaxation dipolaire	24
1.3.2.3 Origines des pertes	25
1.3.3 L'état $f = 3, m_f = -3$	25
1.3.3.1 Mesure du taux de collisions inélastiques à deux corps	25
1.3.3.2 Mesure des sections efficaces de collisions élastiques en fonction de la température et du champ magnétique	26
1.3.4 Conclusion et solutions envisagées	26
1.4 Expériences sur le césium dans l'état $f = 3, m_f = +3$	27
1.4.1 Présentation du piégeage optique (ou dipolaire)	27
1.4.1.1 Principe	27
1.4.1.2 Avantages	28

1.4.2	Expériences sur le refroidissement optique	29
1.4.2.1	Limitations du refroidissement évaporatif dans un piège optique. Motivations du refroidissement optique.	29
1.4.2.2	Mélasse grise	31
1.4.2.3	Refroidissement Raman	31
1.4.2.4	Refroidissement par bandes latérales	35
1.4.2.5	Conclusion	38
1.4.3	Observation des résonances de Feshbach en champs faibles	38
1.4.3.1	Première série d'expériences : mesures de pertes par évaporation . .	39
1.4.3.2	Deuxième série d'expériences : mesures de pertes par collisions ra- diatives	39
1.4.3.3	Conclusion	41
1.4.4	Les expériences actuelles en piège optique ou mixte	41
1.4.4.1	Expérience dans un piège optique 3D	42
1.4.4.2	Expérience dans un piège mixte : magnétique 1D et optique 2D . .	46
1.4.4.3	Comparaison des deux pièges dans les expériences d'Innsbruck et du laboratoire Aimé Cotton (LAC)	48
1.5	Conclusion	49
2	Piège mixte : principe, réalisation et simulation Monte-Carlo	51
2.1	Géométrie et caractéristiques du piège	52
2.1.1	Le piégeage magnétique 1D	53
2.1.1.1	Le champ magnétique	53
2.1.1.2	Le potentiel vertical V_{vert}	54
2.1.1.3	La position de piégeage z_t	55
2.1.1.4	Fréquence d'oscillation ν_t	57
2.1.1.5	Profondeur du puits de potentiel vertical	58
2.1.2	Le piégeage dipolaire 2D	61
2.1.2.1	Le potentiel dipolaire	61
2.1.2.2	Fréquences d'oscillation	62
2.1.2.3	Taux de diffusion	62
2.1.2.4	Taux de chauffage	62
2.1.2.5	Taux de transfert du PMO vers le puits dipolaire	63
2.1.2.6	Choix des paramètres du piège dipolaire : P et w_0	65
2.1.3	Le potentiel total	67
2.2	Le dispositif expérimental	68
2.2.1	Le système à double enceinte	68
2.2.2	Le système à vide	70
2.2.3	Le montage optique	70
2.2.3.1	Les faisceaux des PMO	71
2.2.3.2	Le faisceau sonde	73
2.2.3.3	Le faisceau de polarisation	73
2.2.4	Le système de pilotage	73
2.2.5	Le système d'imagerie et de détection	74

2.2.5.1	Fluorescence	74
2.2.5.2	Absorption	75
2.2.5.3	Temps de vol	76
2.3	Simulation numérique du refroidissement évaporatif	77
2.3.1	Piège mixte : vers un refroidissement évaporatif micro-onde	77
2.3.1.1	Transitions micro-onde	77
2.3.1.2	Évaporation sélective suivant (Oz)	77
2.3.1.3	Surfaces d'évaporation : un plan horizontal	77
2.3.2	Problématique : dimensionalité de l'évaporation.	78
2.3.2.1	Dimensionnalité de l'évaporation	79
2.3.2.2	Le temps de thermalisation t_{therm} et le temps entre deux collisions élastiques t_{el}	80
2.3.2.3	Efficacité d'une évaporation 1D. L'histoire de la CBE de l'atome d'hydrogène	81
2.3.2.4	Conclusion	81
2.3.3	Calcul analytique du refroidissement évaporatif à 1D	82
2.3.3.1	Les hypothèses du calcul analytique	82
2.3.3.2	Discussion	83
2.3.4	Simulation Monte Carlo du refroidissement évaporatif 1D	86
2.3.4.1	Principe de la simulation	87
2.3.4.2	Test de validité	89
2.3.4.3	Résultats de la simulation	91
2.3.5	Conclusions et perspectives	97
2.4	Conclusion	100
3	Piège mixte : résultats et caractérisation du régime collisionnel	101
3.1	Du PMO1 au piège mixte	101
3.1.1	Chargement du piège magnéto-optique inférieur PMO2	102
3.1.2	Transfert des atomes du PMO2 vers le piège mixte	103
3.1.2.1	Compression et refroidissement par mélasse d'atomes issus du PMO2	103
3.1.2.2	Polarisation dans l'état $ f = 3, m_f = +3\rangle$	106
3.1.2.3	Séquence générale	112
3.2	Observations	115
3.2.1	Durée de vie	115
3.2.2	Oscillations d'un gaz classique dans un piège harmonique	117
3.2.2.1	Oscillations du centre de masse	117
3.2.2.2	Oscillations de la largeur du nuage atomique	118
3.2.2.3	Equations du mouvement du centre de masse et de la largeur rms du nuage en l'absence de collisions élastiques	118
3.2.2.4	Oscillations observées suivant (Oz)	120
3.2.2.5	Réduction de l'amplitude des oscillations de $Z_c(t)$	121
3.2.2.6	Conclusion	123
3.3	Influence du laser Nd :YAG sur les pertes d'atomes	123
3.3.1	Photoassociation et diffusion Raman	123

3.3.2	Effet de la polarisation du faisceau Nd :YAG sur la durée de vie	125
3.3.3	Effet de l'intensité du faisceau Nd :YAG sur le taux de pertes	126
3.3.4	Calcul du taux de diffusion Raman. Formule de Kramers-Heisenberg	127
3.3.5	Conclusion	131
3.4	Influence du champ magnétique homogène \vec{B}_0	132
3.4.1	Effet du champ magnétique \vec{B}_0 sur les paramètres du piège	132
3.4.1.1	Rappel : potentiel suivant (Oz) en fonction de B_0	132
3.4.1.2	Potentiel suivant (Ox) en fonction de B_0	133
3.4.1.3	Observation 30 ms après chargement du piège	134
3.4.1.4	Chargement du piège en fonction de B_0	134
3.4.2	Influence de \vec{B}_0 sur les collisions ?	137
3.4.2.1	Section efficace de collisions élastiques et temps entre deux collisions élastiques	137
3.4.2.2	Mesure de la température 100 ms après le chargement du piège, en fonction de B_0	140
3.4.2.3	Expérience réalisée	142
3.4.3	Bilan de l'étude sur l'influence de \vec{B}_0	150
3.5	Conclusion	150
4	Effets d'une résonance de Feshbach pour l'état $f = 3, m_f = +3$	153
4.1	Introduction	153
4.2	La spectroscopie de photoassociation	155
4.2.1	Principe de la photoassociation	155
4.2.2	Principe de la spectroscopie de photoassociation à un photon	157
4.3	Contrôle du taux de formation de molécules froides par variation du champ magnétique	158
4.3.1	Procédure expérimentale	158
4.3.2	Résultats et discussion	159
4.3.2.1	Aux "grandes" distances internucléaires	159
4.3.2.2	Aux "faibles" distances internucléaires	161
4.3.2.3	Contrôle du taux de formation de molécules dans un niveau vibrationnel particulier par variation du champ magnétique	162
4.3.3	Calcul de l'intensité des raies de photoassociation en fonction du champ magnétique. Confrontation avec les résultats expérimentaux	162
4.4	Traitement des collisions dans l'état $f = 3, m_f = +3$ par une méthode asymptotique	164
4.4.1	La méthode asymptotique	164
4.4.1.1	Principe	164
4.4.1.2	Les lignes de nœuds	165
4.4.2	Position du problème pour l'état $f = 3, m_f = +3$	166
4.4.2.1	L'hamiltonien	166
4.4.2.2	Fonction d'onde totale	168
4.4.2.3	Equation de Schrödinger en base "atomique"	170
4.4.2.4	Les conditions aux limites	172
4.4.3	Résultats	172
4.4.3.1	Longueur de diffusion $a_{3,+3}$ entre 7 G et 30 G	172

4.4.3.2	Déphasage de la fonction d'onde radiale libre $\psi_{3,3,6,M_{F_l},\epsilon,\ell}^{vib}(R)$ en fonction du champ magnétique	175
4.4.3.3	Conséquence sur le recouvrement des fonctions d'onde radiales de l'état fondamental et de l'état excité. Interprétation partielle des spectres des figures 4.6 et 4.7	176
4.5	Conclusion	178
Conclusion		181
A Calcul semi-classique du déplacement lumineux		185
A.1	Origine classique de la force dipolaire et du taux de diffusion	185
A.2	Calcul de la polarisabilité	186
A.2.1	Modèle classique de Lorentz	186
A.2.2	Modèle semi-classique. Théorie des perturbations dépendantes du temps.	187
A.2.2.1	Atome à plusieurs niveaux	187
A.2.2.2	Atome à deux niveaux	188
A.3	Application au cas de l'atome de césium	190
A.4	Application au cas du laser Nd :YAG	191
A.4.1	Polarisation π	192
A.4.2	Polarisation σ^\pm	193
A.4.3	Expression générale du potentiel dipolaire en fonction de la polarisation q du laser	194
A.4.4	Approximation de l'onde tournante (valable pour un FORT)	195
A.4.4.1	Potentiel dipolaire	195
A.4.4.2	Taux de diffusion	196
B Interactions Zeeman et d'échange en base atomique		197
B.1	Interaction Zeeman	197
B.2	Interaction d'échange	199

Introduction

En 1995, la découverte par le groupe de E. Cornell et C. Wieman d'un condensat de Bose-Einstein d'atomes de rubidium ^{87}Rb [5] concrétisa les prédictions d'Albert Einstein établies soixante-dix ans auparavant, en 1924. Ce dernier, s'inspirant des travaux d'un de ses contemporains, le physicien indien S. N. Bose, avait démontré le résultat suivant : un gaz parfait de particules identiques décrit par une fonction d'onde symétrique sous l'échange de deux particules doit effectuer une transition de phase lorsque la longueur d'onde thermique devient comparable à la distance interparticulaire. Lors d'une telle transition, ces particules appelées bosons, se condensent dans l'état fondamental. Ce phénomène connu sous le nom de condensation de Bose-Einstein put finalement être observé grâce au développement des techniques de piégeage et de refroidissement par des faisceaux lumineux ou par des champs magnétiques statiques, réalisé depuis deux décennies. Après cette première démonstration expérimentale de la condensation de Bose-Einstein, d'autres expériences du même type suivirent et permirent de compléter la liste des atomes condensés. A ce jour, cette liste compte dans l'ordre chronologique les atomes de ^{87}Rb [5], ^{23}Na [48], ^7Li [22], ^1H [63], ^{85}Rb [39], $^4\text{He}^*$ [132], ^{41}K [117], ^{133}Cs [167] et depuis peu un atome de terre rare, l'ytterbium ^{174}Yb [148].

Longtemps, l'atome ^{133}Cs est apparu aux yeux de la communauté scientifique comme l'atome alcalin revêche, qui semblait résister à toutes les tentatives depuis 1996 visant à le condenser [144, 71, 7, 125, 94, 78, 77]. Plusieurs équipes tant expérimentales que théoriques ont mis en évidence la richesse et la complexité du comportement collisionnel de cet atome. Si les sections de collisions élastiques de l'atome de césium sont particulièrement grandes, permettant ainsi des taux de collisions élastiques élevés, favorables au refroidissement évaporatif, en revanche, la propension de cet atome à effectuer des collisions inélastiques est tout à fait exceptionnelle en regard de celle des alcalins plus légers. De ce fait, les pertes inélastiques à deux corps observées dans des pièges magnétiques sont si élevées qu'elles rendent toute tentative de condensation dans ces mêmes pièges vaine [144, 71, 7]. Pour s'affranchir des pertes inélastiques à deux corps, la solution consiste à piéger les atomes de césium dans l'état fondamental de plus basse énergie. Or un tel état ne peut pas être piégé dans un piège purement magnétique. Il faut donc renoncer aux techniques usuelles de condensation en piège magnétique et recourir à un autre type de piège : un piège optique ou un piège mixte, optique et magnétique. Cette dernière proposition offre de plus la possibilité d'un refroidissement évaporatif radio-fréquence. C'est le choix que fit notre équipe dès 1999 pour tenter de condenser le césium. Dans notre dispositif, les atomes de césium polarisés dans l'état Zeeman de plus basse énergie, $|6^2S_{1/2}, f = 3, m_f = +3\rangle$ sont piégés suivant la direction verticale grâce à une force magnétique, tandis que suivant les directions horizontales, le confinement est réalisé à partir d'une force dipolaire créée par un faisceau laser Nd :YAG.

Il est important de présenter les motivations et le contexte dans lequel cette expérience a démarré au sein de notre groupe "Atomes et molécules froids" au laboratoire Aimé Cotton. Depuis une dizaine d'années, l'atome de césium fait l'objet d'expériences menées par notre groupe utilisant les techniques de refroidissement et piégeage par laser. Parmi ces expériences, on peut citer celle de photoassociation réalisée en 1997 sur des atomes froids de césium (issus d'un piège magnéto-optique) [60]. Au cours de cette expérience, deux atomes libres dans l'état fondamental absorbent de manière résonante un photon d'un faisceau laser durant leur collision ; ils forment alors une molécule électroniquement excitée dans un état rovibrationnel bien défini. Par ailleurs, la photoassociation d'atomes de césium a conduit à un autre résultat expérimental important : la formation de molécules froides à une température inférieure au millikelvin a été mise en évidence pour la première fois. Dans un tel contexte, un condensat de Bose-Einstein d'atomes de césium représente une nouvelle source très intéressante pour des expériences de photoassociation : en effet la photoassociation appliquée à un condensat offre la perspective de former des molécules dans un seul état rovibrationnel du niveau fondamental, possédant alors des vitesses très basses (quelques millimètres par seconde) [175]. De telles molécules ainsi formées constitueraient un condensat de Bose-Einstein moléculaire.

Lorsque je suis arrivée dans le groupe en avril 2000, l'expérience avait débuté depuis un an, et le montage expérimental était en cours de développement. Il s'agit d'un montage à double enceinte, chacune desquelles contient un piège magnéto-optique. A mon arrivée, une partie du dispositif (premier piège magnéto-optique) était déjà opérationnelle. J'ai donc naturellement participé à la mise en place du reste du dispositif, à savoir le deuxième piège magnéto-optique et le piège mixte. L'ensemble du dispositif expérimental, ainsi que les problèmes techniques auxquels nous avons été confrontés pendant les deux premières années de ma thèse ont été décrits en détail dans le mémoire de thèse de mon prédécesseur, Salah Boussen [20]. Par ailleurs il y fait état des premiers résultats sur le piège mixte obtenus pendant ma première année de thèse, entre 2000 et 2001. Mon travail de thèse s'inscrit tout naturellement dans la continuité de celui de S. Boussen. L'expérience présentée dans ce mémoire n'a pas encore abouti à la condensation de Bose-Einstein. Le piège mixte est actuellement en place. La caractérisation des atomes confinés dans le piège mixte a constitué la part la plus importante de ce travail de thèse. Parallèlement à ce travail expérimental, je me suis intéressée à des calculs numériques divers, en lien avec la compréhension de l'expérience. Ce travail numérique a porté d'une part sur une simulation Monte-Carlo du refroidissement évaporatif dans notre dispositif, et d'autre part sur l'application d'une méthode asymptotique pour la détermination, en fonction du champ magnétique, de la longueur de diffusion associée à l'état Zeeman du niveau hyperfin fondamental $f = 3, m_f = +3$. Le plan de cette thèse se déroule comme suit.

Le premier chapitre est consacré à une revue bibliographique relatant l'avancée des connaissances sur l'atome de césium, depuis 1996 à nos jours. En particulier, les diverses expériences visant à la condensation de Bose-Einstein de cet atome sont passées en revue, depuis les premières expériences réalisées en piège magnétique, jusqu'à l'expérience de R. Grimm à Innsbruck en piège optique qui permit l'observation du condensat en octobre 2002 [167]. Nous terminons ce chapitre par une comparaison entre les dispositifs expérimentaux utilisés dans le groupe de R. Grimm et dans le nôtre.

Le deuxième chapitre est constitué de trois parties distinctes. Dans la première, le principe du

piège mixte est exposé en détail. Le rôle de chacune des forces contribuant au piégeage, à savoir la force magnétique et la force optique, ainsi que les caractéristiques des potentiels de piégeage y sont explicités. La deuxième partie de ce chapitre présente l'ensemble du dispositif expérimental utilisé. Nous décrivons en particulier le système à double enceinte, le système à vide, le montage optique, le système de pilotage et enfin le système d'imagerie utilisé au cours de ma thèse. Enfin, la dernière partie de ce chapitre est dédiée à la présentation d'une simulation numérique du refroidissement évaporatif dans notre expérience. Nous étudions la possibilité d'atteindre grâce à un refroidissement évaporatif radio-fréquence, le régime de dégénérescence quantique dans notre expérience. Un tel refroidissement est à une dimension dans l'expérience. La dimensionalité d'une telle évaporation est donc discutée, avant de présenter un calcul analytique reposant sur la résolution de l'équation cinétique de Boltzmann, moyennant certaines hypothèses qui sont développées. La simulation numérique de type Monte Carlo permet de reproduire la dynamique collisionnelle des atomes confinés dans notre piège en s'affranchissant des hypothèses précédentes. Son principe et les résultats numériques obtenus sont présentés à la fin de ce chapitre. Le modèle proposé permet d'envisager une stratégie d'évaporation, en montrant notamment les contraintes pour le chemin vers la condensation de Bose-Einstein dans notre expérience.

Le troisième chapitre expose les résultats expérimentaux obtenus à partir d'atomes confinés dans le piège mixte. La majorité des résultats est issue essentiellement d'expériences réalisées entre juillet 2002 et le début de l'année 2003, les résultats préliminaires ayant été présentés dans la thèse de S. Boussen [20]. Les résultats acquis grâce à une imagerie par fluorescence, ont permis de mettre en évidence un certain nombre de caractéristiques du piège, en particulier le régime collisionnel des atomes au sein du piège. Avant de présenter l'ensemble des résultats, nous décrivons la séquence de préparation des atomes avant leur transfert dans le piège mixte.

Le dernier chapitre est dédié à un travail plus théorique réalisé avec le soutien d'Anne Crubellier. Je me suis intéressée à l'application de la méthode asymptotique, développée par Anne Crubellier, sur l'étude des collisions entre atomes de césium dans l'état $f = 3, m_f = +3$, en présence d'un champ magnétique. Cette étude a été motivée par l'importance d'une résonance de Feshbach pour cet état permettant de jouer avec la longueur de diffusion en fonction du champ magnétique. Cette étude permet notamment de déterminer la longueur de diffusion du césium dans cet état en fonction du champ magnétique. Ce travail a partiellement contribué à l'analyse théorique et l'interprétation des résultats issus d'une expérience de photoassociation réalisée en présence d'un champ magnétique. Cette expérience, ainsi que ses résultats sont d'abord présentés, avant d'exposer le principe et les résultats de la méthode asymptotique utilisée pour l'analyse et l'interprétation.

Chapitre 1

La longue histoire de la condensation de Bose-Einstein du césium

Après l'observation en 1995 du phénomène de condensation de Bose-Einstein (CBE) sur des atomes alcalins de ^{87}Rb [5], ^{23}Na [48], et ^7Li [22], l'atome de césium était considéré comme un très bon candidat pour ce type d'expériences [151], d'autant plus qu'il était bien adapté aux techniques de refroidissement par laser et de piégeage. Cet atome revêt une importance particulière en physique, car il définit le standard de temps et de fréquence [139] et a de nombreuses applications métrologiques : en particulier, il est utilisé pour mesurer la constante de structure fine [81], le moment dipolaire électrique de l'électron [25], le champ gravitationnel terrestre [141], et la violation de la parité [171]. La réalisation d'atomes froids de césium a conduit à une amélioration de la précision des horloges atomiques, permettant ainsi une meilleure précision dans la définition de notre étalon de temps et dans les mesures métrologiques. En outre, la technique de photoassociation s'applique très bien à cet atome. Cette méthode fut mise à profit en 1997 par le groupe de Pierre Pillet, au laboratoire Aimé Cotton, et a permis la réalisation d'un échantillon de molécules ultrafroides de Cs_2 , à partir d'un gaz d'atomes froids de césium [60, 111]. Par ailleurs, des expériences actuelles concernant la photoassociation dans un condensat de Bose-Einstein [175] et l'étude des cohérences entre des atomes et des molécules au sein d'un condensat [51], ouvrent des perspectives nouvelles vers des systèmes plus complexes, comme un condensat de molécules.

Dès 1996, deux équipes tentèrent de condenser l'atome de césium en utilisant les techniques de piégeage et de refroidissement dans un piège purement magnétique : celle de Jean Dalibard du laboratoire Kastler Brossel et celle de Christopher Foot du laboratoire Clarendon (université d'Oxford). Cependant, ces tentatives, qui seront décrites dans ce chapitre, se heurtèrent à un taux de collisions inélastiques important rendant impossible la transition CBE. Face à ces échecs, la seule voie susceptible de mener à la CBE, fut de recourir à un autre type de piège : un piège tout optique, ou un piège mixte combinant forces optique et magnétique, qui fut la solution adoptée par notre équipe dès 1999. Finalement, la première observation du condensat de césium a été faite en octobre 2002 par le groupe de Rudi Grimm à l'université d'Innsbruck [167], à partir de méthodes de piégeage et de refroidissement évaporatif tout optique.

La condensation de cet atome fut loin d'être directe et facile, contrairement à ce qu'on prévoyait. Il m'a donc semblé important de commencer ce mémoire par un chapitre "historique", montrant l'évolution des connaissances sur cet atome dont on connaissait encore mal les propriétés

collisionnelles au milieu des années 90. Après un bref rappel sur le phénomène de condensation de Bose-Einstein, je présenterai l'atome de césium en décrivant les principales interactions qui peuvent exister dans l'état fondamental. Ensuite, je passerai en revue les différentes expériences visant à la CBE du césium, depuis 1996 à nos jours : expériences en pièges magnétiques, puis expériences en pièges optiques ou mixtes. Dans cette dernière partie, les expériences et l'analyse réalisées en 2000 mettant en évidence des résonances de Feshbach pour cet atome seront explicitées, avant de conclure par une présentation des expériences actuelles : l'expérience de R. Grimm puis la nôtre qui utilise un dispositif différent mais comportant des similitudes.

1.1 Obtention de la Condensation de Bose-Einstein (CBE)

1.1.1 Généralités

La condensation de Bose-Einstein est un phénomène purement quantique prédit par Albert Einstein en 1924, dans lequel un gaz de bosons subit une transition de phase à la température critique T_c : lorsqu'on abaisse la température du gaz en dessous de T_c , une fraction macroscopique du nombre total de particules occupe l'état de plus basse énergie du système. Ce phénomène se produit lorsque la longueur d'onde de de Broglie thermique $\Lambda_{dB} = h/\sqrt{2\pi M k_B T}$ d'un atome est de l'ordre de grandeur de la distance moyenne entre les deux atomes $n^{-1/3}$, où n est la densité spatiale. Cette condition se traduit par un critère sur la densité dans l'espace des phases D :

$$D = n\Lambda_{dB}^3 \approx 2.612 \quad (1.1)$$

Cela¹ correspond à une densité et une température telles que les atomes sont totalement délocalisés et que leurs paquets d'onde se recouvrent complètement sur une taille de l'ordre de la distance entre atomes. On assiste alors à un phénomène d'interférences constructives entre les paquets d'onde, qui donne naissance à une onde de matière géante. Quand $D \sim 1$, on parle du régime de dégénérescence quantique correspondant au recouvrement partiel des fonctions d'ondes des particules.

On trouvera dans la référence [10] l'expression de la température critique T_c et celle de la fraction de particules condensées $\frac{N_0}{N}$, en fonction de la forme du potentiel de piégeage. En particulier, pour un potentiel harmonique, anisotrope de la forme $U(x, y, z) = \frac{1}{2}M\omega_x^2 x^2 + \frac{1}{2}M\omega_y^2 y^2 + \frac{1}{2}M\omega_z^2 z^2$, on obtient :

$$T_c = \left(\frac{N\hbar^3 \omega_x \omega_y \omega_z}{1.202 k_B^3} \right)^{1/3} \quad (1.2)$$

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 \quad (1.3)$$

où N est le nombre total de particules.

1.1.2 Les différentes étapes menant à la CBE : du gaz thermique au condensat

Le régime de dégénérescence quantique apparaît lorsque la densité dans l'espace des phases D est proche de l'unité. Dans une expérience de condensation, plusieurs étapes sont nécessaires

¹Le nombre magique 2.612 n'est rigoureusement valable que dans le cas d'un gaz de bosons piégés dans une boîte. Dans le cas d'un potentiel harmonique, il faut le remplacer par 1.202.

pour atteindre un tel régime. Les atomes sont d'abord piégés et refroidis par laser dans un piège magnéto-optique (PMO), avant d'être transférés dans un piège conservatif. Dans ce dernier piège, ils subissent une phase de refroidissement évaporatif, qui permet d'atteindre le régime de dégénérescence quantique, soit $D \sim 1$. Dans ce paragraphe, nous explicitons les différentes étapes menant à la CBE, et évaluons la grandeur D à l'issue de chacune de ces étapes.

1.1.2.1 Gaz thermique

Dans une enceinte sous vide, les atomes sont à la température ambiante de 300 K, et sont soumis à une pression de l'ordre de 10^{-9} Torr à l'intérieur de l'enceinte. Dans ce cas, la densité du gaz atomique vaut typiquement 10^7 atomes/cm³, et la longueur d'onde de de Broglie est de l'ordre de 10^{-11} m, à cette température, ce qui correspond à une densité dans l'espace des phases de l'ordre de 10^{-20} . Il faut donc gagner 20 ordres de grandeur avant de parvenir au seuil de dégénérescence quantique.

1.1.2.2 Piège magnéto-optique et mélasse optique

A l'issue du PMO, où les atomes subissent un refroidissement Doppler et un piégeage par laser, on obtient aisément des gaz dilués à des densités de l'ordre de 10^{10} at/cm³ et des températures Doppler autour de la centaine de microkelvins, pour lesquels $D \sim 10^{-8}$. Le piège magnéto-optique nous fait donc gagner plus de 10 ordres de grandeur. L'application d'une mélasse optique (faisceaux du PMO allumés et gradient de champ magnétique du PMO éteint) d'une durée de quelques millisecondes permet d'atteindre des températures inférieures à la température Doppler. Le mécanisme de refroidissement au sein d'une mélasse repose sur le refroidissement par gradient de polarisation, type Sisyphé. Pourtant cette technique présente une limite supérieure sur les densités spatiales ($< 10^{11}$ cm⁻³) et inférieure sur les températures qu'elle permet d'atteindre, limitant la densité dans l'espace des phases à typiquement quelques 10^{-6} [95]. Ces limitations sont essentiellement dues à la diffusion multiple et au chauffage inhérents à la présence de photons proches de la résonance dans un PMO.

1.1.2.3 Piège conservatif et refroidissement évaporatif

Pour poursuivre l'augmentation de D , une technique qui a fait ses preuves consiste à transférer le nuage pré-refroidi vers un piège non dissipatif ou conservatif (qui conserve l'énergie). Le piège conservatif le plus utilisé dans les expériences de CBE est le piège magnétique dont le principe sera exposé dans le prochain paragraphe. Chaque atome porte un moment magnétique $\vec{\mu}$, qui se couple au champ magnétique local pour donner naissance à l'énergie d'interaction $E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$. Cette énergie joue le rôle d'une énergie potentielle pour le mouvement du centre de masse de l'atome, et la force magnétique qui en résulte permet de confiner les atomes. Le transfert des atomes depuis la mélasse optique vers un piège magnétique se fait généralement en maintenant à peu près constante la densité dans l'espace des phases.

Une fois les atomes transférés dans le piège conservatif, on les soumet à un refroidissement supplémentaire pour atteindre la condensation : le refroidissement évaporatif dont le principe est rappelé sur la figure 1.1. Pour faire sortir les atomes les plus chauds du piège, on tronque la profondeur du potentiel à une énergie supérieure à l'énergie cinétique moyenne des atomes piégés.

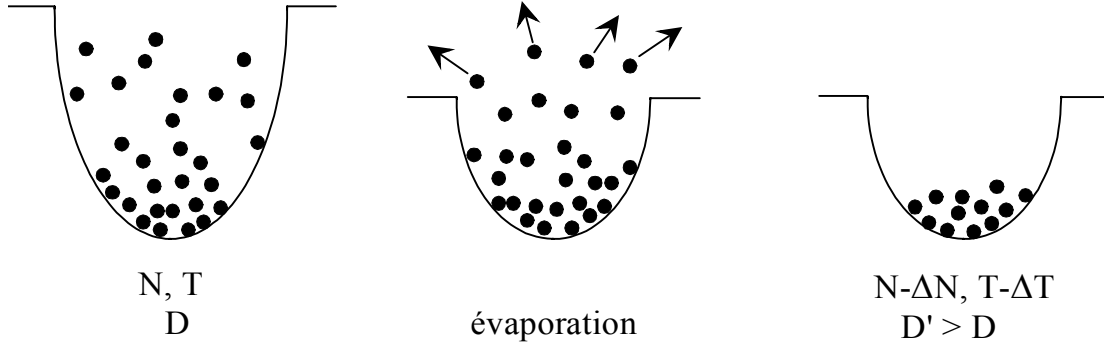


FIG. 1.1 – Principe du refroidissement évaporatif d'un nuage d'atomes piégés à l'équilibre thermodynamique. Les atomes dont l'énergie est plus grande que l'énergie moyenne des atomes piégés sont expulsés du piège. Les collisions élastiques entre ceux restant dans le piège rethermalisent l'échantillon à une température $T - \Delta T$ inférieure à celle du départ. La densité dans l'espace des phases D a augmenté, malgré la perte d'atomes.

Ainsi, les atomes les plus rapides s'échappent du piège, et les atomes restants se rethermalisent à une température inférieure à la température initiale. La densité au centre du piège est augmentée lors de cette évaporation. En la poursuivant suffisamment longtemps, la phase d'évaporation permet de gagner les ordres de grandeur manquants, et d'atteindre la transition CBE, à condition toutefois que le taux de refroidissement par ce processus soit suffisamment grand pour rivaliser avec les pertes du piège.

Pour réaliser la troncature du potentiel piégeant, on utilise une onde radiofréquence rf [110] dont le principe est illustré par la figure 1.2. On considère pour simplifier, un atome de spin $f = 1$, dont la projection sur l'axe de quantification est notée m_f . Dans ce cas, l'énergie d'interaction de l'atome avec le champ magnétique s'écrit $E(\vec{r}) = m_f g_f \mu_B |B(\vec{r})|$, où g_f désigne le facteur de Landé du niveau f , qu'on supposera positif dans notre exemple, et $\mu_B (> 0)$ le magnéton de Bohr. Le sous-niveau $|f = 1, m_f = +1\rangle$ est alors un niveau piégeant, tandis que le sous-niveau $|f = 1, m_f = -1\rangle$ est un niveau anti-piégeant. Le sous-niveau $|f = 1, m_f = 0\rangle$ ne subit pas quant à lui, d'interaction magnétique avec le champ magnétique. La méthode d'évaporation rf, initialement proposée par Pritchard [110], consiste à rajouter au champ du piège $\vec{B}(\vec{r})$ un champ magnétique oscillant perpendiculairement à $\vec{B}(\vec{r})$, à la pulsation ω_{rf} . Ce champ couple alors les niveaux $|f = 1, m_f = 0\rangle$ et $|f = 1, m_f = \pm 1\rangle$ par absorption ou émission d'un photon radio-fréquence d'énergie $\hbar\omega_{rf}$. Ce champ est résonant aux positions \vec{r} vérifiant :

$$\hbar\omega_{rf} = g_f \mu_B \left| \vec{B}(\vec{r}) \right| \quad (1.4)$$

Un atome du sous-niveau $|f = 1, m_f = +1\rangle$ peut être transféré vers le sous-niveau anti-piégeant $|f = 1, m_f = -1\rangle$ par transition multiphotonique. Cette méthode permet donc une sélection spatiale des atomes (pour une position donnée, les courbes de potentiels entre les différents m_f sont équidistantes au premier ordre de la théorie des perturbations).

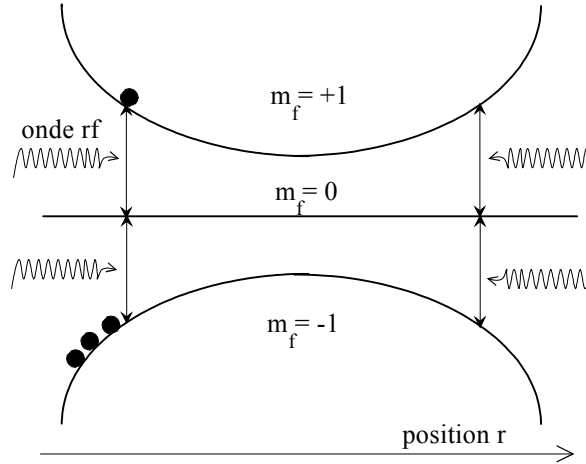


FIG. 1.2 – Principe du refroidissement évaporatif utilisant une onde radio fréquence (rf). Un atome dans $m_f = +1$ situé à la position \vec{r} satisfaisant la relation (1.4), est transféré vers $m_f = 0, -1$.

1.1.3 Collisions dans le processus d'évaporation

On distingue les "bonnes" collisions, les collisions élastiques (*i.e.* celles qui assurent la thermalisation du gaz dans la phase d'évaporation) et les "mauvaises", c'est à dire celles qui engendrent des pertes d'atomes². Ces dernières se divisent en trois groupes : les collisions entre un atome piégé et un atome chaud du gaz résiduel, les collisions inélastiques³ entre deux atomes piégés et enfin les collisions inélastiques entre trois atomes piégés. Ces deux dernières conduisent toujours à une dépolarisation de l'échantillon atomique. L'effet néfaste des collisions avec le gaz résiduel peut être réduit en améliorant la qualité du vide. Par contre les collisions inélastiques à "N" corps sont plus difficiles à contrôler car elles dépendent fortement des potentiels d'interactions et des paramètres collisionnels de l'atome.

Le rapport du taux de collisions élastiques à celui des collisions responsables des pertes (inélastiques, gaz résiduel) est crucial dans les expériences de CBE, notamment lors de la phase de refroidissement évaporatif, illustrée par la figure 1.1. Au cours de cette phase, on expulse du piège les atomes qui ont une énergie supérieure à l'énergie thermique d'un atome $k_B T$ dans le piège. Les collisions élastiques entre les atomes restants assurent une redistribution de l'énergie (thermalisation), conduisant à un nouvel état d'équilibre à une température inférieure à celle du 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. Malgré la diminution du nombre d'atomes qui en résulte, cette technique permet d'augmenter considérablement la densité dans l'espace des phases, amenant ainsi le système au seuil de condensation. Au cours de ce refroidissement, les atomes interagissent également par des collisions inélastiques entre eux ou par des collisions avec des atomes du gaz résiduel, introduisant des pertes d'atomes non désirées. Pour que le refroidissement évaporatif reste efficace, le rapport du taux de collisions élastiques au taux de collisions

²Pour un traitement détaillé des collisions ultra-froides, voir les références [45, 80].

³Dans la suite, on appellera collision inélastique toute collision au cours de laquelle un des deux atomes subit une transition vers un autre état interne.

responsables des pertes doit être suffisamment grand (typiquement 100) pour atteindre le seuil de condensation (en d'autres termes, la thermalisation doit être suffisamment rapide devant le processus de pertes). Par exemple, dans un piège magnétique, lorsque les pertes sont dues aux collisions avec le gaz résiduel, cette condition impose de démarrer l'évaporation avec un taux de collisions élastiques de plusieurs collisions par seconde, la durée de vie d'un piège magnétique n'excédant pas généralement quelques centaines de secondes.

Le succès d'une expérience de condensation est donc conditionné par un taux de collisions élastiques, qui doit être le plus élevé possible, et un taux de collisions inélastiques qui doit être au contraire le plus petit possible. Or le taux de collisions élastiques Γ_{el} est relié à la section efficace de collisions élastiques σ , à la vitesse relative moyenne entre deux atomes $\overline{v_r}$, et à la densité atomique moyenne \overline{n} selon :

$$\Gamma_{el} = \overline{n}\sigma\overline{v_r} \quad (1.5)$$

L'obtention d'un taux de collisions élastiques élevé passe par l'optimisation des paramètres de refroidissement et de piégeage afin de produire un nuage aussi dense et froid que possible juste après le transfert dans le piège non dissipatif, qui doit être assez confinant. Une grande section efficace permet aussi d'avoir de forts taux de collisions élastiques.

1.2 L'atome de césium

1.2.1 Les niveaux d'énergie de l'atome

L'atome de césium est un alcalin lourd (de masse $M = 2.207 \times 10^{-25}$ kg) qui possède un seul isotope stable, le césium 133. Cet atome contient 55 électrons, l'électron de valence étant situé sur l'orbitale 6s. La structure électronique des premiers niveaux d'énergie du césium est donnée sur la figure 1.3. L'interaction de spin-orbite est responsable de la structure fine de cet atome : les premiers états excités sont les états $6^2P_{1/2}$ et $6^2P_{3/2}$ et sont reliés au niveau fondamental $6^2S_{1/2}$ par les deux transitions optiques les plus intenses du césium, les raies D1 et D2. Le spin nucléaire du césium vaut $i = \frac{7}{2}$ et l'interaction entre \vec{i} et \vec{j} , moment angulaire total électronique, engendre la structure hyperfine, caractérisée par f , moment angulaire total ($\vec{f} = \vec{j} + \vec{i}$). Sur la partie droite de la figure 1.3 on a représenté l'effet Zeeman de la structure hyperfine en présence d'un champ magnétique faible (effet Zeeman linéaire).

1.2.2 Interactions entre atomes de césium dans l'état fondamental

1.2.2.1 Hamiltonien d'interactions

Pour comprendre les processus inélastiques qui peuvent avoir lieu entre deux atomes piégés, il est nécessaire de tenir compte de toutes les interactions entre ces deux atomes, au cours d'une collision. Pour cela, considérons deux atomes dans l'état fondamental $6^2S_{1/2}$. Chacun d'eux possède un spin \vec{s} tel que $s = 1/2$ et un spin nucléaire \vec{i} tel que $i = 7/2$, et donc un spin total (hyperfine) $\vec{f} = \vec{s} + \vec{i}$ avec $f = i \pm 1/2$. Pour deux atomes en collision, on définit le spin électronique total $\vec{S}_t = \vec{s}_1 + \vec{s}_2$, avec $S_t = 0, 1$, le spin nucléaire total $\vec{I}_t = \vec{i}_1 + \vec{i}_2$, avec $I_t = 0, 1, \dots, 2i$, et le spin total des deux atomes $\vec{F}_t = \vec{S}_t + \vec{I}_t = \vec{f}_1 + \vec{f}_2$.

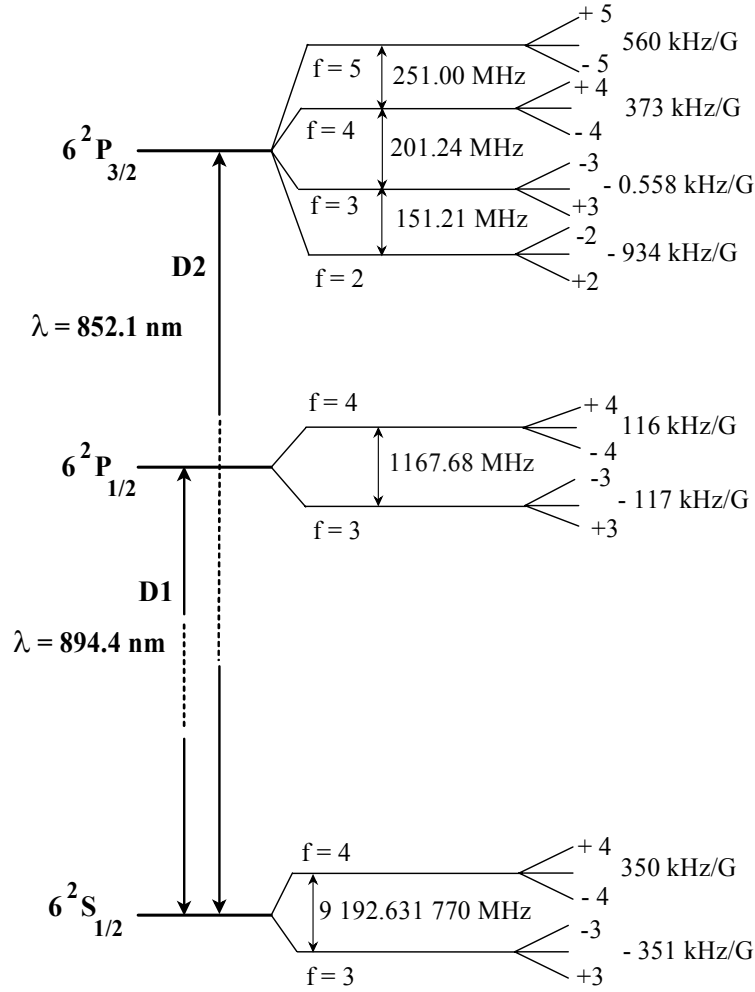


FIG. 1.3 – Diagramme des premiers niveaux d'énergie du césium

En présence d'un champ magnétique, le Hamiltonien d'interactions pour les deux atomes en collision peut s'écrire [80] :

$$V \simeq V_{disp} + V_{hf} + V_z + V_{ech} + V_d + V_{so} \quad (1.6)$$

Dans cette expression, V_{disp} représente l'interaction dispersive $V_{disp} = -\frac{C_6}{R^6} - \frac{C_8}{R^8} - \frac{C_{10}}{R^{10}} - \dots$, où R est la distance entre les deux atomes. De la valeur des paramètres C_6 (surtout), C_8 , C_{10} , dépend la valeur de la longueur de diffusion a (qui conditionne la section efficace de collisions élastiques $\sigma = 8\pi a^2$ valable à température très faible). Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 4.

Interactions à un corps :

- V_{hf} représente l'interaction hyperfine :

$$V_{hf} \simeq \sum_{i=1}^2 A \vec{i}_i \cdot \vec{s}_i \quad (1.7)$$

où A désigne la constante hyperfine de chaque atome.

- V_z désigne le potentiel d'interaction Zeeman et peut s'écrire comme :

$$V_z \simeq \sum_{i=1}^2 \left(\vec{\mu}_i^e \cdot \vec{B} + \vec{\mu}_i^n \cdot \vec{B} \right) \quad (1.8)$$

où $\vec{\mu}_i^e$ est le moment dipolaire magnétique de l'électron, $\vec{\mu}_i^n$ le moment dipolaire magnétique du noyau et \vec{B} le champ magnétique local.

Interactions à deux atomes. Collisions inélastiques à deux corps :

- V_{ech} représente l'interaction d'échange et correspond au recouvrement radial des fonctions d'onde électroniques. Il dépend seulement du spin électronique total S_t qui ne peut prendre que deux valeurs : $S_t = 0$ (terme singlet) et $S_t = 1$ (terme triplet). L'interaction d'échange peut s'écrire comme :

$$V_{ech} = P_T V_T(R) + P_S V_S(R) \quad (1.9)$$

où P_T et P_S sont respectivement les projecteurs sur les sous-espaces $S_t = 1$ et $S_t = 0$, et V_T et V_S sont les potentiels d'interaction d'échange associée à cette base.

- V_d est l'interaction dipolaire magnétique (appelé aussi couplage spin-spin). Elle doit tenir compte *a priori* des interactions dipolaires électron(1)-électron(2), électron(1)-noyau(2), électron(2)-noyau(1), noyau(1)-noyau(2). En fait le terme électron(1)-électron(2) est dominant devant les autres, les deuxième et troisième termes étant plus petits d'un facteur γ_n/γ_e , et le dernier d'un facteur $(\gamma_n/\gamma_e)^2$, où γ_n et γ_e désignent les rapports gyromagnétiques du noyau et de l'électron. On peut écrire :

$$V_d \simeq \frac{\mu_0}{4\pi R^3} \left[\vec{\mu}_1^e \cdot \vec{\mu}_2^e - 3 \left(\vec{\mu}_1^e \cdot \frac{\vec{R}}{R} \right) \cdot \left(\vec{\mu}_2^e \cdot \frac{\vec{R}}{R} \right) \right] \quad (1.10)$$

- V_{so} désigne l'interaction spin-orbite. Elle est nulle au premier ordre pour des atomes dans l'état fondamental, alors qu'elle ne l'est pas au deuxième ordre. Cette interaction, qui introduit un couplage effectif de type spin-spin, avec la même dépendance en terme de spin que le potentiel V_d mais avec une dépendance radiale différente [113]. Il est *a priori* d'autant plus important que l'atome a plus d'électrons (*i.e.* un numéro atomique Z important). En fait dans les expériences réalisées sur l'atome ^{133}Cs polarisé dans l'état $f = 4, m_f = +4$ en pièges magnétique, ce terme a eu un rôle important dans les processus de pertes dipolaires, comme on le verra par la suite [97].

En pratique, V_d et V_{so} sont bien plus faibles que les autres termes intervenant dans (1.6), et peuvent être traités comme une correction. Cependant leur portée d'interaction, typiquement $1000 a_0^4$, est plus grande que celle du potentiel d'échange, qui vaut typiquement quelques a_0 [151]. Par conséquent, les corrections dues à V_d et V_{so} devront être prises en compte à grande distance ($\sim 1000 a_0$).

Ces trois termes d'interactions, V_{ech} , V_d , et V_{so} induisent des collisions inélastiques à deux corps. Ce processus s'accompagne d'une variation d'énergie au sein de l'échantillon : il peut être exothermique, si il y a libération d'énergie au cours de cette transition, ou au contraire endothermique si la transition requiert de l'énergie. Ces collisions sont néfastes dans les expériences de CBE, car elles engendrent des pertes d'atomes non désirées, et un éventuel chauffage. Il est donc souhaitable

⁴ a_0 est le rayon de Bohr et vaut environ $a_0 \simeq 0.0529$ nm.

de les supprimer ou du moins de les minimiser. En choisissant convenablement l'état interne des atomes, on peut s'affranchir de certaines de ces collisions.

1.2.2.2 Règles de sélection

La connaissance des propriétés de symétrie sur les termes d'interactions est très importante car elle renseigne sur les transitions possibles. Pour un traitement complet des symétries pour deux atomes de césium, on peut consulter les références [36, 54]. Pour cela, on recherche les opérateurs qui commutent avec le Hamiltonien représentant le système, et leurs valeurs propres sont les "bons nombres quantiques", *i.e.* ceux qui sont conservés au cours d'une transition. Dans le référentiel du centre de masse des deux particules, le Hamiltonien effectif peut s'écrire :

$$H = -\frac{\hbar^2}{2\mu R} \frac{\partial^2}{\partial R^2} R + \overbrace{\frac{\vec{\ell}^2}{2\mu R^2}}^{\text{énergie centrifuge}} + V \quad (1.11)$$

où V désigne le potentiel total d'interaction 1.6, μ est la masse de la particule fictive, avec $\mu = \frac{M}{2}$ dans le cas de deux atomes de césium (M étant la masse d'un atome). Le passage au référentiel du centre de masse des deux atomes a fait apparaître $\vec{\ell}$, moment orbital angulaire relatif des deux atomes (appelé aussi terme de rotation), qui ne peut prendre que des valeurs paires dans le cas de bosons polarisés. Le nombre ℓ défini l'onde partielle de collision ($\ell = 0, 1, 2, \dots$ correspondent respectivement aux ondes partielles s, p, d, \dots). Indépendamment de la nature des interactions atomiques, la projection du moment angulaire total $\vec{F} = \vec{\ell} + \vec{F}_t$ suivant l'axe (Oz) est conservée (on supposera le champ magnétique parallèle à (Oz)), où $\vec{F}_t = \vec{f}_1 + \vec{f}_2$. Le nombre⁵ M_F , valeur propre de F sur l'axe fixe (Oz) est donc un bon nombre quantique. Il est donc conservé au cours d'une transition.

Transitions d'échange. Conservation de M_{F_t}

Le potentiel d'échange V_{ech} ne dépend que de R , distance entre les deux atomes ; il s'agit donc d'un potentiel central. Aussi conserve-t-il les nombres quantiques ℓ et M_ℓ , projection sur (Oz) de $\vec{\ell}$. Par suite de la conservation de M_F , il en résulte que le nombre $M_{F_t} = m_{f_1} + m_{f_2}$ est conservé par l'interaction d'échange (les nombres m_{f_1} et m_{f_2} peuvent varier). Par conséquent, les transitions entre M_{F_t} différents ne sont pas autorisées par ce potentiel. Les transitions induites par ce potentiel sont qualifiées de transitions d'échange. Pour éviter de telles transitions, les atomes doivent être polarisés dans leur état doublement polarisé $|f = i + 1/2, m_f = \pm f\rangle$ (état de spin maximum, *i.e.* purement triplet, $S_t = 1$). La somme des m_f étant dans ce cas maximale ($M_{F_t} = \pm 2f$), l'interaction d'échange ne peut pas induire des transitions vers des états de plus petit m_f . Les atomes peuvent aussi être polarisés dans le niveau hyperfin fondamental $|f = i - 1/2, m_f = \pm f\rangle$. Dans ce cas, les transitions d'échange sont énergétiquement interdites : en effet une telle transition doit faire intervenir un état du niveau hyperfin supérieur $f = i + 1/2$, pour conserver M_{F_t} . Un tel processus est énergétiquement impossible si l'énergie cinétique des atomes est très inférieure à l'écart en énergie des niveaux hyperfins. Par exemple, dans le cas du césium, l'énergie cinétique nécessaire pour induire une telle transition est de l'ordre de 430 mK. Or les pièges non dissipatifs habituels

⁵On ne confondra pas M_F , projection sur l'axe fixe (Oz) de \vec{F} , moment angulaire total des deux atomes comprenant la rotation, et m_f , projection sur (Oz) de $\vec{f} = \vec{i} + \vec{s}$, moment angulaire hyperfin d'un atome.

ont une profondeur qui n'excède pas le millikelvin. Ils ne peuvent donc pas confiner d'atomes ayant une énergie cinétique suffisante pour subir ce processus.

Transitions dipolaires

L'interaction dipolaire peut quant à elle, échanger du moment angulaire de spin F_t et du moment angulaire orbital ℓ . Au premier ordre, les transitions dites dipolaires qu'elle autorise vérifient $\Delta M_F = \Delta(M_\ell + M_{F_t}) = 0$ (règle générale) et $\Delta\ell = 0, \pm 2$, à l'exception des transitions $\ell = 0 \rightarrow \ell = 0$ [74]. Si l'onde entrante est une onde s ($\ell = 0$, en considérant des bosons à basse température), l'onde sortante est nécessairement une onde d ($\ell = 2$) sous l'effet de l'interaction dipolaire.

Un atome polarisé dans l'état de plus basse énergie du niveau hyperfin fondamental ne peut pas subir de transitions dipolaires pour des raisons énergétiques : par exemple dans le cas d'un atome de césium polarisé dans l'état Zeeman le plus bas $f = 3, m_f = +3$ (le facteur de Landé de l'état $f = 3$ est négatif et vaut $g_{f=3} = -1/4$), une transition dépolarisante vers l'état Zeeman $f = 3, m_f = +2$ nécessite une énergie supérieure à $\frac{\mu_B B}{4}$, soit environ $170 \mu\text{K}$ pour un champ de 10 Gauss. Cette énergie n'est pas disponible pour un échantillon d'atomes à la température de $10 \mu\text{K}$, à l'issue du piège magnéto-optique.

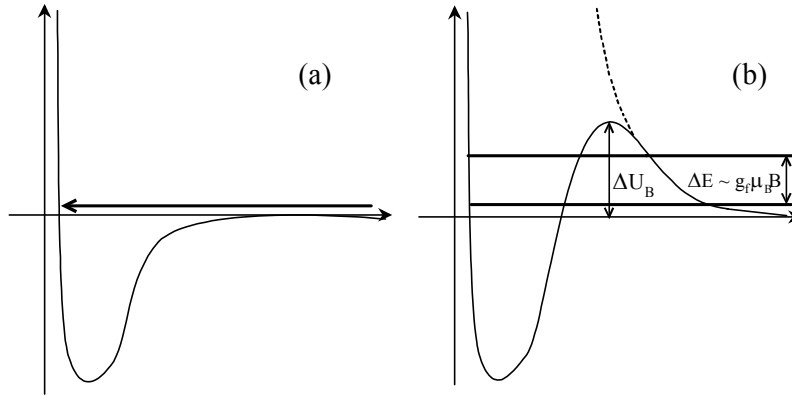


FIG. 1.4 – Effet du terme centrifuge $\frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu R^2}$ sur les transitions dipolaires. (a) onde entrante de type s ($\ell = 0$), (b) onde sortante d ($\ell = 2$) empêchée par la barrière centrifuge, dans le cas où $g_f \mu_B B \ll \Delta U_B$. En pointillés, on a représenté le terme $\frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu R^2}$ pour $\ell = 2$.

Ceci dit, l'état de plus haute énergie du niveau hyperfin fondamental le plus bas $f = i - 1/2, m_f = -f$ présente en général une assez bonne stabilité vis-à-vis des transitions dipolaires pour des faibles valeurs de champs magnétiques. C'est le cas pour les atomes de ^{87}Rb et de ^{23}Na préparés dans leur niveau hyperfin le plus bas, pour lesquels la relaxation dipolaire ne constitue pas un effet limitant pour réaliser la condensation ⁷. Ceci peut se comprendre assez simplement par un

⁶ Les collisions, dominées par la diffusion en onde s , sont dites "ultra-froides" lorsque $ka \ll 1$, où a est la longueur de diffusion, et k est la norme du vecteur d'onde reliée à l'énergie de collision E par $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu}$ ($\mu = M/2$, est la masse de la particule réduite). Dans ce régime, la section efficace de collisions élastiques est donnée, pour deux bosons indiscernables, par $\sigma = 8\pi a^2$.

⁷ Pour des champs magnétiques de l'ordre de 1 Gauss, ces taux sont typiquement de l'ordre de $10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. De tels taux ont pour seul effet de limiter la durée de vie du condensat à une dizaine de secondes pour des densités typiques de 10^{14} cm^{-3} .

argument énergétique. On suppose que l'onde entrante, avant collision inélastique, est une onde s . Si, par exemple, au cours de cette collision, un des deux atomes subit une transition dépolarisante qui l'amène vers l'état Zeeman inférieur, alors l'énergie libérée sera de l'ordre de $g_f \mu_B B$, écart en énergie entre deux niveaux Zeeman consécutifs. Or toute transition dipolaire ne peut se produire que si l'onde sortante est une onde d ($\ell = 2$). Par conséquent, ce processus inélastique peut être supprimé si la hauteur de la barrière centrifuge de l'onde d , ΔU_B est énergétiquement trop grande devant l'écart en énergie Zeeman de deux niveaux consécutifs, soit $g_f \mu_B B \ll \Delta U_B$. Ceci est illustré par la figure 1.4, dans le cas où l'interaction magnétique dipolaire (qui varie comme $1/R^3$) domine à grande distance. Une fois dans l'état $\ell = 2$, la paire d'atomes en collision se retrouve coincée derrière la barrière centrifuge, sans pouvoir la franchir, rendant impossible la création d'une onde d sortante. Ainsi, elle doit emprunter la même voie qu'à l'aller, générant une onde sortante s . En réalité, le phénomène dépend de la portée de l'interaction dominante, et cette vision est faussée si le terme de spin-spin lié au deuxième ordre au couplage spin-orbite domine est plus grand que l'interaction magnétique dipolaire [151, 152].

1.2.2.3 Etats stables ou quasi-stables vis-à-vis des collisions inélastiques à deux corps

Au vu de la discussion précédente, et avant de passer en revue les différentes expériences réalisées sur le césium, on peut dresser la liste des différents états du césium qui étaient avant 1996 des candidats favorables à la condensation, en raison de leur stabilité relative vis-à-vis des collisions inélastiques.

	$f = 4, m_f = 4$	$f = 3, m_f = -3$	$f = 3, m_f = +3$
V_{ech}	stable	stable	stable
$V_d \ll V_{ech}$	instable	instable-stable à faible B ?	stable
	"low-field-seeker-state" ⁸	"low-field-seeker-state"	"high-field-seeker-state" ⁹
quel piège ¹⁰ ?	magnétique	magnétique	optique ou mixte

1.2.2.4 Collisions inélastiques à trois corps

La durée de vie des systèmes à haute densité atomique (10^{13} à 10^{15} atomes par cm^3) est également limitée par les pertes à trois corps, c'est-à-dire par la formation de molécules. Les atomes alcalins métalliques peuvent par des processus à trois corps, former des molécules dans un état lié du potentiel d'interaction. Dans ces mécanismes, deux atomes forment un dimère alors qu'un troisième atome assure la conservation de l'énergie en prenant le surplus d'énergie et d'impulsion libérés par la formation de la molécule. Ce processus, qu'on désigne sous le terme de recombinaison à trois corps, peut être décrit par la réaction suivante : $A + A + A \rightarrow A_2 + A$, où A représente un atome alcalin particulier.

Dans la référence [58], Fedichev *et al.* considèrent le cas d'une recombinaison conduisant à un seul état faiblement lié, en supposant que la longueur de diffusion a est positive et grande devant la portée des interactions. La longueur de diffusion est alors reliée à l'énergie de liaison ε de la molécule (ou dimère) par : $a = \hbar/\sqrt{M\varepsilon}$, où M est la masse de l'atome. La taille du dimère formé

⁸ Atome attiré vers des zones de champ faible.

⁹ Atome attiré vers des zones de champ fort.

¹⁰ Voir paragraphes suivants

est elle-même de l'ordre de a . Les auteurs établissent une formule analytique pour le taux de pertes à trois corps, valable dans le domaine des très basses énergies ($E \ll \varepsilon$) et indépendante du potentiel d'interaction :

$$\alpha_{rec} = \frac{3.9\hbar a^4}{M} \quad (1.12)$$

Le taux de recombinaison par unité de volume et par unité de temps est donné par $\nu_{rec} = \alpha_{rec}n^3$ où n représente la densité spatiale des atomes.

1.2.2.5 Etat des connaissances sur l'atome ^{133}Cs avant 1996

Dans les années 1990, les taux de collisions inélastiques pour les deux états $|f = 4, m_f = 4\rangle$ et $|f = 3, m_f = -3\rangle$ avaient été estimés théoriquement par Tiesinga *et al.* de l'université de Eindhoven [151, 152]. Pour les collisions inélastiques à deux corps, le mécanisme dominant semblait être la relaxation due à l'interaction dipolaire magnétique. Les auteurs estimaient le taux de pertes à $10^{-15}\text{cm}^3\text{s}^{-1}$. Pour des densités typiques d'un condensat de l'ordre de 10^{14}cm^3 un tel effet conduit à une durée de vie finie de l'ordre d'une dizaine de secondes. Par ailleurs le taux de recombinaison, conduisant à la formation d'une molécule de Cs_2 avait été évalué à $5 \times 10^{-29}\text{cm}^6\text{s}^{-1}$, soit une limitation sur la durée de vie du condensat du même ordre de grandeur que celle reliée à la relaxation dipolaire. Les taux obtenus étaient comparables à ceux des autres alcalins : ^{87}Rb , ^7Li , ^{23}Na , pour lesquels la condensation avait déjà été observée [5, 22, 48]. Cependant plusieurs points essentiels au succès de la condensation restaient à éclaircir.

Longueur de diffusion et résonances de Feshbach

Avant 1996, les potentiels électroniques moléculaires (potentiels triplet et singlet) relatifs à l'atome ^{133}Cs étaient mal connus, ou du moins de manière insuffisante pour conduire à la détermination de la longueur de diffusion des différents états mentionnés ci-dessus. La longueur de diffusion a est un paramètre collisionnel très important pour deux raisons. D'une part, sa valeur détermine le taux de collisions élastiques, via la section efficace $\sigma = 8\pi a^2$. Son rôle est donc primordial dans la phase de refroidissement évaporatif, comme on l'a vu dans le premier paragraphe : si elle est trop faible, il faut une grande densité atomique initiale pour avoir un taux de collision élastique raisonnable au début du processus d'évaporation. D'autre part, son signe renseigne sur la faisabilité du condensat. Lorsque a est positive, les interactions entre atomes sont répulsives, et le condensat est stable. Au contraire, lorsque a est négative, les interactions sont attractives, l'état condensé peut être alors instable, ou ne comprendre qu'un nombre limité de particules [22, 21, 137].

En 1992, Tiesinga *et al.* avaient mis en évidence, de manière théorique, la présence de résonances de Feshbach pour l'état $|f = 3, m_f = -3\rangle$. Ces résonances sont liées à l'existence d'un état discret moléculaire quasi-lié. La résonance prend place grâce au couplage entre cet état et le continuum des états de diffusion. Les énergies relatives entre ces états quasi-liés et libres peuvent être modifiées par application d'un champ magnétique. Les largeurs typiques Δ de ces résonances sont de quelques Gauss, et la longueur de diffusion a dans leur voisinage a une forme dispersive :

$$a = \tilde{a} \left(1 - \frac{\Delta}{B - B_0} \right) \quad (1.13)$$

Les états quasi-liés de Feshbach n'existent pas pour des atomes interagissant via le potentiel triplet uniquement, en particulier ceux polarisés dans $|f = 4, m_f = 4\rangle$. Avant 1996, la longueur de diffusion

de cet état était inconnue. Grâce à la présence des résonances de Feshbach, l'état $|f = 3, m_f = -3\rangle$ semblait particulièrement favorable : par un choix judicieux du champ magnétique, le signe et la valeur de la longueur de diffusion pouvaient être modifiés. Cependant il a été montré que ces résonances contribuent à augmenter les taux de relaxation dipolaire.

Le spin-orbite du 2ème ordre

Tiesinga *et al.* avaient insisté sur la méconnaissance du couplage spin-spin intervenant au deuxième ordre du couplage spin-orbite électronique, qui n'avait pas alors été pris en compte dans leurs calculs¹¹. Or ce terme est d'autant plus important que le numéro atomique Z de l'atome est plus grand. Il joue donc un rôle plus important pour le ^{133}Cs que pour le ^{87}Rb et contribue donc à augmenter le taux de pertes dipolaires [97].

1.3 Expériences dans les pièges magnétiques

Dans ce paragraphe, nous passons en revue les expériences réalisées par le groupe de Jean Dalibard au laboratoire Kastler Brossel et celles menées conjointement par le groupe de Christopher Foot au laboratoire Clarendon (université d'Oxford), entre 1997 et 2000.

1.3.1 Principe du piégeage magnétique

A l'issue du piège magnéto-optique, les atomes prérefroidis sont transférés dans un piège conservatif. Le plus utilisé dans les expériences de condensation est le piège magnétique [114]. Son principe repose sur l'interaction du moment magnétique $\vec{\mu}$ de l'atome avec un champ magnétique \vec{B} . L'atome acquiert ainsi une énergie Zeeman de la forme :

$$W = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (1.14)$$

Deux cas se présentent. Si le dipôle $\vec{\mu}$ est aligné dans le sens du champ, son énergie Zeeman diminue quand le module du champ magnétique augmente, et l'atome est donc attiré vers les régions de fort champ ("high-field-seeker-state"). Si, au contraire, $\vec{\mu}$ est anti-parallèle au champ \vec{B} , son énergie magnétique augmente quand le module du champ magnétique augmente. Dans ce cas, l'atome est attiré vers les régions de faible champ ("low-field-seeker-state")

Les équations de Maxwell interdisent l'existence d'un maximum local du module du champ magnétique dans le vide en régime statique. Ce résultat est connu sous le nom de « théorème de Wing » [31]. Il empêche donc le piégeage d'atomes dans un état attiré par les champs forts. Tous les pièges magnétiques statiques¹² confinent donc les atomes polarisés dans un état anti-parallèle au champ magnétique. Dans le cas d'un atome polarisé dans l'état Zeeman $|f, m_f\rangle$, son énergie (1.14) peut s'écrire sous la forme :

$$W = m_f g_f \mu_B |B| \quad (1.15)$$

¹¹Pour autant, son interaction, de plus courte portée que le potentiel magnétique dipole-dipole, est localisée au voisinage du minimum du potentiel triplet. C'est pourquoi Tiesinga *et al.* pensaient qu'il pouvait augmenter sensiblement les pertes dipolaires de l'état $|f = 4, m_f = 4\rangle$, mais non celles de l'état $|f = 3, m_f = -3\rangle$, qui subissait l'effet d'écrantage de la barrière centrifuge $l = 2$.

¹²Des expériences menées par le passé ont toutefois conduit à la réalisation de pièges magnétiques AC permettant de confiner les atomes dans tous les niveaux Zeeman [38].

où μ_B est le magnéton de Bohr (> 0), g_f est le facteur de Landé associé au niveau hyperfin f . Ainsi, les atomes polarisés dans des états tels que $m_f g_f > 0$ vont pouvoir être piégés dans des pièges purement magnétiques. C'est le cas des deux états $|f = 4, m_f = 4\rangle$ et $|f = 3, m_f = -3\rangle$ du césium.

1.3.2 L'état $f = 4, m_f = 4$

1.3.2.1 Mesure de la section efficace des atomes

En 1996, l'équipe de Jean Dalibard du laboratoire Kastler Brossel effectua une série d'expériences dans le but de mesurer la section efficace de collisions élastiques, qui était alors inconnue [8]. Pour cela, les atomes les plus énergétiques étaient éjectés du piège magnétique au moyen d'un couteau radio-fréquence, et une mesure du temps de relaxation du système vers l'équilibre, sous l'effet des collisions élastiques, fut effectuée. Sur la plage de température étudiée comprise entre 5 et 60 μK , la thermalisation du nuage était bien reproduite par une section efficace de type¹³ : $\sigma = 8\pi/k^2$ où k est la norme du vecteur d'onde relatif des deux atomes en collision. Cette dépendance de σ en fonction de k est la signature de la présence d'une résonance à énergie nulle. Cette résonance est due à l'existence soit d'un niveau "virtuel"¹⁴, soit d'un véritable niveau lié proche du continuum du potentiel triplet [32]. Dans les deux cas, la longueur de diffusion est "très grande" en valeur absolue, mais dans le premier cas, elle est négative, alors qu'elle est positive dans le deuxième. Cette expérience ne donne pas accès au signe de cette longueur, mais elle a permis de donner une borne inférieure à sa valeur absolue $|a_T| > 260 a_0$. Cette valeur est bien plus grande que celle d'atomes alcalins doublement polarisés : 110 a_0 pour ^{87}Rb [12], -27 a_0 pour ^7Li [1], 45 a_0 pour ^{23}Na . A ce stade, une telle valeur laissait présager une bonne efficacité dans le processus de refroidissement évaporatif.

1.3.2.2 Relaxation dipolaire

Malheureusement, le taux de collisions inélastiques à deux corps est de trois ordres de grandeur plus grand que celui des autres alcalins¹⁵ et que celui initialement prédit pour le césium [151, 152] : le taux mesuré était de l'ordre de $G \simeq 4 \times 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ à la température de 8 μK [144]. L'équipe de Christopher Foot a confirmé ce résultat puisqu'elle a mesuré un taux de pertes comparable, voire supérieur (le taux maximal obtenu était de l'ordre de $10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$) [7]. Par ailleurs, le mécanisme de pertes inélastiques prépondérant semblait correspondre au basculement de l'un des atomes ou des deux dans l'autre niveau hyperfin $f = 3$. Après une telle collision, les atomes partagent l'énergie libérée par changement d'état hyperfin, soit $\Delta E = k_B \times 0.44 \text{ mK}$ si un seul atome bascule, ou $2\Delta E$ si les deux basculent. Cette énergie très grande devant la profondeur du piège magnétique $\sim 1 \text{ mK}$ suffit à vider partiellement le piège.

¹³Ceci correspond au cas limite $ka \gg 1$ de $\sigma = \frac{8\pi a^2}{1+k^2 a^2}$, section de collisions élastiques pour une onde s en présence d'une résonance à énergie nulle.

¹⁴Le niveau est dit "virtuel", car il n'existe pas vraiment : il suffit d'augmenter très légèrement la profondeur du puits de potentiel pour faire apparaître un nouvel état lié d'énergie très faible, a passant alors de $-\infty$ à $+\infty$.

¹⁵Pour le ^7Li , le ^{23}Na , ou le ^{87}Rb , ces valeurs s'évaluent de 1 à $20 \times 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

1.3.2.3 Origines des pertes

Deux raisons ont été avancées pour expliquer ce taux de pertes inhabituel. D'une part, du fait de la résonance à énergie nulle, la probabilité d'occupation à faible distance de deux atomes de faible énergie entrant en collision est largement augmentée, en comparaison de celle correspondant à une plus petite valeur pour $|a|$ [45]. En d'autres termes, deux atomes entrant en collision dans ce régime passent plus de temps au voisinage l'un de l'autre, et augmentent ainsi sensiblement leur probabilité d'effectuer une collision inélastique.

D'autre part, en plus de l'interaction dipôle-dipôle, il s'est avéré que le terme spin-spin lié au deuxième ordre du couplage spin-orbite était beaucoup plus important que prévu [151, 152] (il est en réalité, pour le césium, plus grand que le terme d'interaction dipolaire spin-spin) et expliquait ce taux de pertes considérable¹⁶. En effet, des calculs menés par Kokkelmans *et al.*[97], et Leo *et al.* [103] tenant compte de la résonance à énergie nulle ainsi que de ce terme d'interaction supplémentaire ont confirmé les valeurs de sections efficaces [8] et de taux de collisions inélastiques [144] mesurés.

En conclusion, en raison de ces pertes inélastiques à deux corps considérables, toute tentative de condensation dans cet état était vaine. Un gain de seulement 500 dans l'espace des phases a pu être atteint, conduisant à une densité dans l'espace des phases de l'ordre de 10^{-5} pour une température finale de $4 \mu\text{K}$ [144].

1.3.3 L'état $f = 3, m_f = -3$

Après l'échec subi sur l'état $f = 4, m_f = 4$, les deux équipes, du laboratoire Kastler Brossel et d'Oxford, se replièrent sur l'état $f = 3, m_f = -3$, piégeable magnétiquement [69, 71, 85].

1.3.3.1 Mesure du taux de collisions inélastiques à deux corps

L'équipe française a ainsi pu refroidir les atomes à une température de l'ordre de 80 nK, qui était, à l'époque, la température atteinte la plus basse dans le cas du césium. Si le processus évaporatif leur a fait gagner 5 ordres de grandeur dans l'espace des phases (ils ont réussi à atteindre une densité dans l'espace des phases de l'ordre de 3×10^{-2} [69]), le régime de dégénérescence quantique n'a jamais pu être franchi. Des expériences de relaxation effectuées avec et sans bouclier radiofréquence ont mis en évidence un chauffage produit par des transitions dépolarisantes, sous l'effet de collisions inélastiques à deux corps [71]. Plusieurs voies de dépolarisation étaient possibles :

$$\begin{aligned} (i) \quad & (f = 3, m_f = -3) + (f = 3, m_f = -3) \longrightarrow (f = 3, m_f = -3) + (f = 3, m_f = -2) \\ (ii) \quad & (f = 3, m_f = -3) + (f = 3, m_f = -3) \longrightarrow (f = 3, m_f = -2) + (f = 3, m_f = -2) \\ (iii) \quad & (f = 3, m_f = -3) + (f = 3, m_f = -3) \longrightarrow (f = 3, m_f = -3) + (f = 3, m_f = -1) \end{aligned}$$

Ces collisions ne vident pas le piège mais contribuent au chauffage mesuré en libérant de l'énergie, qui est ensuite redistribuée à l'ensemble des atomes. Les mécanismes (i) et (ii) permettent d'expliquer qualitativement le chauffage observé : l'énergie libérée par collision est de l'ordre de $\mu_B B/4$ dans le processus (i), alors qu'elle est de l'ordre de $\mu_B B/2$ dans le processus (ii).

¹⁶Dans le cas de l'atome ^{87}Rb , les contributions de l'interaction magnétique dipôle-dipôle et du couplage lié au spin-orbite se compensent (même amplitude mais signe opposé), ce qui explique les taux de relaxation faibles pour l'état triplet de cet atome [103].

Une fois de plus, les taux inélastiques mesurés ($\sim 4 \times 10^{13} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ pour $B = 1$ Gauss, et $T = 1$ μK) sont plus grands par au moins deux ordres de grandeur que les taux pour des alcalins plus légers comme le ^{87}Rb ou ^{23}Na . L'origine de cette grande valeur est imputable aux grandes longueurs de diffusion dans l'onde s . Une analyse quantitative de l'évaporation les a conduit à une longueur de diffusion de cet état¹⁷ $|a_{3,-3}| \geq 600 a_0$. Les grandes longueurs de diffusion augmentent la probabilité d'occupation à faible distance, et accroissent par là-même la probabilité d'effectuer des collisions inélastiques. De plus, le taux de relaxation G ne présentait pas le comportement asymptotique prévu par la loi de Wigner pour $B \rightarrow 0$, à savoir $G \propto \sqrt{B}$. Cette loi est valable quand l'interaction magnétique dipolaire, qui varie en $1/R^3$ domine. Or ils ont mesuré une dépendance quadratique en champ magnétique, du type $G \propto B^2$. En fait, une telle dépendance s'explique par la prédominance du terme de spin-spin lié au deuxième ordre du couplage électronique spin-orbite devant celui de l'interaction magnétique dipolaire [103, 97]. En effet, ce terme supplémentaire de portée plus petite, conduit à une loi du type $G \propto B^{2/5}$, très proche de celle observée expérimentalement [71]. On peut aussi invoquer une autre raison possible pour expliquer un tel taux : une résonance de Feshbach pour des atomes de césium dans l'état $f = 3$ est prédite aux alentours de 10 Gauss par les calculs de Kokkelmans *et al.* [97]. Au voisinage d'une résonance, les taux de collisions élastiques et inélastiques, très sensibles au champ magnétique, augmentent considérablement.

1.3.3.2 Mesure des sections efficaces de collisions élastiques en fonction de la température et du champ magnétique

En 2000, l'équipe d'Oxford a réalisé des expériences de relaxation sous l'effet des collisions élastiques, pour des températures comprises entre 1 et 30 μK et des champs magnétiques entre 0.5 G et 20 G [85]. Cette étude leur a permis de mettre en évidence une dépendance en température de σ très prononcée. Notamment, pour $T \geq 3$ μK , σ reproduisait bien une loi du type $\sigma \propto 1/T$, manifestation directe d'une résonance à énergie nulle. Ils ont ainsi pu estimer une limite inférieure de la valeur absolue de la longueur de diffusion : $|a_{3,-3}| \geq 940 a_0$. De plus, leurs mesures ont montré que sur toute la gamme de champ magnétique étudiée, σ avait un comportement quasi constant. Cependant, ce dernier résultat n'était pas en accord avec les calculs théoriques de Kokkelmans *et al.* [97] qui prédisaient l'existence d'une résonance de Feshbach aux alentours de 10 G. Au voisinage d'une résonance, la longueur de diffusion et la section de collisions élastiques doivent varier de façon importante en fonction du champ magnétique.

1.3.4 Conclusion et solutions envisagées

Au vu de ces études réalisées sur les états $|f = 4, m_f = 4\rangle$ et $|f = 3, m_f = -3\rangle$, il s'est avéré que le piège magnétique ne semblait pas le meilleur choix pour réaliser la condensation de Bose-Einstein sur des atomes de césium. Pour s'affranchir de ces processus inélastiques complètement rédhibitoires pour la condensation de cet atome, la meilleure solution consiste à choisir l'état Zeeman de plus basse énergie $|f = 3, m_f = +3\rangle$, sur lequel aucune transition dépolarisante n'est possible à très basse énergie. Cependant les atomes polarisés dans cet état Zeeman ($m_f g_f < 0$) ne peuvent pas

¹⁷A titre de comparaison, la longueur de diffusion pour le ^{87}Rb est de l'ordre de 100 a_0 , et celle du ^{23}Na est de l'ordre de 60 a_0 , pour des atomes interagissant via le potentiel triplet, ainsi que pour des atomes dans le niveau hyperfin inférieur.

être piégés magnétiquement. Il faut donc envisager un autre type de piège conservatif qui utiliserait la force dipolaire optique : un piège tout optique ou un piège mixte optique et magnétique.

Avant de passer en revue les différentes expériences réalisées sur l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$, j'aimerais de nouveau évoquer le cas de l'état $|f = 3, m_f = -3\rangle$, sur lequel de nouveaux espoirs sont permis, depuis l'observation des résonances de Feshbach en 1999. Entre 1999 et 2000, des expériences réalisées par l'équipe de Steven Chu à Stanford [164, 26], et des calculs théoriques effectués par l'équipe de P. S. Julienne du NIST [104, 93] ont mis en évidence l'existence de résonances de Feshbach pour cet état entre 0 et 150 Gauss. Je reviendrai plus en détail sur ces expériences et ces calculs dans le prochain paragraphe. Pour cet état, instable vis-à-vis des collisions inélastiques à deux corps, ils ont mesuré les taux de collisions élastiques et inélastiques en fonction du champ magnétique et calculé la longueur de diffusion associée [104, 93]. Le rapport du taux de collisions élastiques sur le taux de collisions inélastiques est un paramètre d'une grande importance pour la condensation [96], qui doit être le plus grand possible dans la phase d'évaporation. L'étude des résonances a révélé des zones de champ magnétique autour de 70 G, 110 G, et 130 G qui seraient favorables à la condensation du césium dans cet état : en effet, la longueur de diffusion est grande ($>2000 a_0$) et positive pour ces champs et le taux de collisions inélastiques est relativement faible devant celui des collisions élastiques. Forte de ces nouvelles connaissances, l'équipe de C. Foot tente de nouveau la condensation du césium dans l'état $|f = 3, m_f = -3\rangle$ dans un piège magnétique et a récemment atteint une densité dans l'espace des phases de l'ordre de 10^{-1} [40].

1.4 Expériences sur le césium dans l'état $f = 3, m_f = +3$

1.4.1 Présentation du piégeage optique (ou dipolaire)

1.4.1.1 Principe

Un piège optique est engendré uniquement par de la lumière [28, 115]. Son principe repose sur l'interaction des atomes avec le champ électrique d'une onde lumineuse, appelé aussi effet Stark AC [33]. Les niveaux d'énergie d'un atome à deux niveaux, séparés de $\hbar\omega_0$ en l'absence de perturbation, subissent un déplacement en énergie, appelé déplacement lumineux, en présence d'un champ lumineux de pulsation ω . Ce déplacement lumineux ΔE dépend de la pulsation de Rabi $\Omega(\vec{r})$ du champ au point \vec{r} , et de son désaccord $\delta = \omega - \omega_0$ par rapport à la transition atomique. Dans le cas fréquemment rencontré où $|\delta| = |\omega - \omega_0| \ll \omega_0$ (cas du FORT traité en détail dans l'annexe A), qui s'applique à la majorité des expériences relatées dans cette partie, ΔE s'écrit :

$$\Delta E = \hbar \frac{\Omega^2(\vec{r})}{4\delta} \quad \text{pour } \Omega, |\delta| \gg \Gamma \quad (1.16)$$

avec $\Omega(\vec{r}) = \Gamma \sqrt{\frac{I(\vec{r})}{I_{sat}}}$ où Γ est largeur naturelle du niveau excité, $I(\vec{r})$ l'intensité laser et $I_{sat} = \frac{\hbar\Gamma\omega_0^3}{12\pi c^2}$ l'intensité de saturation de la transition atomique considérée.

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

$$\vec{F}_{dip}(\vec{r}) = -\frac{\hbar}{4\delta} \vec{\nabla} \Omega^2(\vec{r}) \propto -\frac{1}{\delta} \vec{\nabla} I(\vec{r}) \quad (1.17)$$

L'annexe A de ce manuscrit rappelle l'origine classique de cette force et propose un calcul semi-classique du déplacement lumineux tenant compte de la structure à plusieurs niveaux d'un atome. Si le désaccord δ est positif, la force est dirigée vers les régions de faible intensité. Dans le cas inverse où δ est négatif, les atomes vont être attirés vers les zone de forte intensité, par exemple le foyer d'un faisceau gaussien.

On peut utiliser la force dipolaire pour piéger les atomes. Cependant, sous l'effet d'un faisceau lumineux, les niveaux d'énergie ne subissent pas seulement un déplacement lumineux, mais sont élargis d'une quantité qui dans le cas d'un atome à deux niveaux est égale à :

$$\Gamma_{diff} = \Gamma \frac{\Omega^2(\vec{r})}{4\delta^2} \quad \text{pour } \Omega, \delta \gg \Gamma \quad (1.18)$$

Il existe au sein d'un piège optique un phénomène dissipatif, qui peut limiter la durée de vie du piège : les atomes sont susceptibles d'absorber des photons de l'onde excitatrice avec la probabilité par seconde Γ_{diff} et d'émettre des photons spontanés. Ces processus induisent un chauffage proportionnel à I/δ^2 , d'autant plus important que la fréquence du laser est plus proche de la fréquence atomique. Pour que ce piège soit considéré conservatif, il faut que la durée de vie du niveau fondamental Γ_{diff} soit plus grande que la durée de vie souhaitée (durée de l'expérience). Pour satisfaire cette condition et en même temps avoir une profondeur de piège suffisante (proportionnelle à I/δ), il faut donc vérifier les deux relations suivantes :

$$\frac{I(\vec{r})}{\delta^2} \text{ "petit"} \quad (1.19)$$

$$\frac{I(\vec{r})}{\delta} \text{ "grand"} \quad (1.20)$$

Les deux conditions précédentes peuvent donc être réalisées simultanément en utilisant un laser de forte intensité et de grand désaccord.

1.4.1.2 Avantages

Les pièges optiques ont beaucoup d'avantages par rapport aux pièges magnétiques. Tout d'abord, les pièges dipolaires très désaccordés piègent tous les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental de l'atome, contrairement aux piège magnétiques statiques. Ainsi, les atomes peuvent être piégés dans l'état de plus basse énergie pour que les collisions inélastiques soient énergétiquement interdites. De plus, dans un piège magnétique, il est très difficile techniquement d'obtenir des fréquences d'oscillation excédant la centaine de Hertz, alors que les confinements réalisés dans un piège optique peuvent être très importants. Par exemple, on peut utiliser des réseaux lumineux [162] en faisant interférer plusieurs faisceaux et ainsi constituer une série de micro-puits pour les atomes, dont la dimension typique est la longueur d'onde lumineuse. La fréquence d'oscillation dans de telles structures est très élevée, de l'ordre de quelques dizaine à quelques centaines de kiloHertz. Une autre particularité des pièges dipolaires est la possibilité d'appliquer aux atomes un refroidissement optique utilisant comme phénomène dissipatif l'émission spontanée de photons. De tels refroidissements sont beaucoup plus difficiles dans le piège magnétique car il faut éviter l'émission spontanée vers des états non piégés.

1.4.2 Expériences sur le refroidissement optique

Pour accroître la densité dans l'espace des phases, dans le souci d'obtenir un gaz de bosons dégénérés, une phase de refroidissement doit être appliquée. Plusieurs méthodes de refroidissement ont été mises en place sur des atomes piégés dans des pièges optiques, après 1995. Tout d'abord, le refroidissement évaporatif, méthode utilisée dans les pièges magnétiques pour parvenir au seuil de condensation, peut être appliqué au cas d'atomes piégés dans un piège optique. Cependant, cette méthode est difficile à mettre en œuvre dans un piège optique, comme on le verra par la suite. Il semblait donc intéressant de chercher des voies alternatives, en particulier des méthodes de refroidissement purement optique où le refroidissement des atomes s'effectue uniquement à l'aide de la lumière. C'est pourquoi, plusieurs équipes développèrent entre 1997 et 2001 des méthodes de refroidissement optiques (ou refroidissement par laser) pour des atomes neutres : refroidissement par mélasse grise [15, 14, 13, 16, 157], refroidissement Raman [101, 102, 124], et le refroidissement par bandes latérales [76, 125]. D'abord, on exposera les limitations du refroidissement évaporatif forcé dans un piège optique. Avant 2001, aucune expérience de refroidissement évaporatif dans un piège optique n'avait pu mener à la condensation. C'est dans ce contexte que plusieurs équipes travaillèrent sur le développement de méthodes de refroidissement optique, qui auraient pu éventuellement mener à la condensation. Le principe et les résultats obtenus avec ces différentes méthodes de refroidissement sont présentés ci-dessous. On s'intéressera en particulier aux expériences de refroidissement optique réalisées sur des atomes de césium piégés dans des pièges optiques. Ces différentes méthodes qui n'ont jusqu'à présent pas permis d'atteindre le régime de dégénérescence quantique méritent cependant d'être explicitées, car elles ont permis d'atteindre les températures les plus basses dans le cas d'un refroidissement par laser.

1.4.2.1 Limitations du refroidissement évaporatif dans un piège optique. Motivations du refroidissement optique.

Le mécanisme de refroidissement évaporatif repose sur les collisions élastiques qui sont d'autant plus fréquentes que la densité spatiale est plus grande. Un piège optique peut présenter un confinement important, ce qui permet d'atteindre des taux de collisions élevés. Par exemple, le taux de collisions estimé obtenu à l'issue du refroidissement par mélasse grise pour le césium dans [13], est de l'ordre de $n\sigma v \simeq 10^3 \text{s}^{-1}$. Les conditions obtenues dans de tels pièges sont donc *a priori* favorables à la mise en œuvre d'un refroidissement évaporatif. Or celle-ci est en pratique difficile. Notons que dans un piège optique sans gradient de champ magnétique, ni champ magnétique, la technique d'évaporation rf est inopérante. Le refroidissement évaporatif forcé est alors réalisé en diminuant la profondeur du piège par une atténuation de la puissance du laser de piégeage¹⁸. Cette diminution de la puissance modifie les paramètres du piège. En effet, si la profondeur du potentiel piégeant U est reliée à la puissance du laser réalisant le piège P selon $U \propto \frac{P}{w_0^2}$, où w_0 est le col du faisceau laser, la pulsation suit quant à elle une loi de type $\omega \propto \frac{\sqrt{P}}{w_0}$ (voir chapitre 2). Le refroidissement évaporatif optique s'accompagne d'une diminution de la fréquence d'oscillation. Ainsi, la densité et le taux de collisions élastiques s'en trouvent eux aussi diminués. Par conséquent, il est difficile d'obtenir un gain dans l'espace des phases excédant la centaine. Cette limitation ma-

¹⁸Dans la suite, on appellera ce type de refroidissement évaporatif de refroidissement évaporatif optique. On veillera à ne pas le confondre avec le refroidissement optique (refroidissement par laser), où aucune évaporation n'est effectuée.

jeune explique les échecs des deux expériences suivantes : la première concernait le refroidissement évaporatif forcé d'atomes de sodium réalisée en 1995 [2], et la deuxième combinait refroidissement évaporatif avec un refroidissement Raman sur des atomes de césium [126, 124]. Dans [2], au cours du refroidissement le taux de collisions chute d'un facteur 10 et n'est plus assez grand pour assurer une efficacité du refroidissement suffisante. Finalement, le gain dans l'espace des phases n'a jamais excédé 30 pour une température minimale de $4 \mu\text{K}$, et une densité de l'ordre de 10^{11} cm^{-3} . Cependant, si l'échantillon d'atomes est suffisamment froid et dense au départ, pour que la densité dans l'espace des phases soit suffisamment élevée, de l'ordre de 10^{-2} , le refroidissement évaporatif peut permettre d'atteindre la condensation. Ainsi, en 2001 la condensation de l'atome ^{87}Rb a pu être observée par cette technique, à partir d'une densité initiale dans l'espace des phases de l'ordre de $1/200$. La deuxième expérience de la sorte qui conduisit à un autre condensat fut celle de R. Grimm qui obtint la condensation du césium, par un refroidissement évaporatif optique. Nous reviendrons sur cette expérience par la suite. De manière générale, la méthode de refroidissement évaporatif dans un piège optique reste une méthode difficile à appliquer pour parvenir à la condensation car son succès repose sur une densité initiale dans l'espace des phases très élevée.

De plus, une autre difficulté liée à la mise en œuvre du refroidissement évaporatif dans un piège optique est la perte importante d'atomes (typiquement un facteur 1000 pour un gain de 10^5 dans l'espace des phases) qui accompagne ce refroidissement. En effet, le nombre d'atomes chargés dans un piège dipolaire est généralement assez faible (typiquement 10^6) car le volume de piégeage est petit.

Enfin, le refroidissement évaporatif est lent (typiquement entre 10 s et 1 minute dans un piège magnétique) car il repose sur les collisions élastiques. Même si l'on peut espérer refroidir en un temps plus court dans un piège dipolaire très confinant où le taux de collisions est élevé, le temps de refroidissement attendu est assez important.

En raison de ces limitations importantes, des méthodes de refroidissement optique se sont développées dans le contexte des années 1997-2001. Un refroidissement optique paraît séduisant à bien des égards. Un refroidissement optique est généralement impossible dans un piège magnétique car les atomes y seraient dépolarisés. Par contre, un tel refroidissement est possible dans un piège dipolaire très désaccordé piégeant tous les sous-niveaux de l'état fondamental. De plus, contrairement au refroidissement évaporatif, il ne s'accompagne pas en principe de pertes d'atomes importantes, et comme il ne repose pas sur les collisions élastiques, on peut obtenir un refroidissement court. Enfin, même en conservant la phase de refroidissement évaporatif, le refroidissement optique permettrait d'augmenter la densité et la température initiales des atomes afin d'obtenir une densité initiale dans l'espace des phases élevées. Le taux initial de collisions élastiques serait ainsi augmenté, et le refroidissement évaporatif conduirait plus rapidement à la condensation.

Plusieurs méthodes de refroidissement optique ont été appliquées sur des atomes de césium piégés dans l'état hyperfin fondamental $f = 3$ dans des pièges dipolaires : le refroidissement en mélasse grise [13, 16], le refroidissement Raman [101, 102, 124] et le refroidissement par bandes latérales [76, 125, 163, 94, 78, 17]. Nous allons maintenant passer en revue les expériences concernant le césium.

1.4.2.2 Mélasse grise

La méthode de refroidissement optique la plus utilisée est le refroidissement par gradient de polarisation dans une mélasse : c'est ce refroidissement qui permet d'atteindre des températures de l'ordre de $10 \mu\text{K}$ dans un piège magnéto-optique. Cependant, avec les densités supérieures à 10^{11}cm^{-3} obtenues dans les pièges dipolaires, une mélasse standard n'est pas efficace. En effet, la réabsorption de photons, importante dans une mélasse standard, induit un excès de chauffage important.

Par contre, une mélasse grise, dans laquelle la réabsorption de photons est réduite, peut être utilisée pour refroidir les atomes dans un piège dipolaire. Dans ce mécanisme qui met en jeu des cycles de type Sisyphe, les atomes ne sont pas pompés dans des états véritablement "noirs" (états non couplés à la lumière, car les faisceaux lumineux ne peuvent pas exciter des atomes se trouvant dans ces niveaux) comme dans les méthodes sub-recul, dont on reparlera dans le prochain paragraphe. Mais ils sont pompés à des états faiblement couplés à la lumière, d'où le terme gris. Cette mélasse est efficace sur une transition de type $f \rightarrow f - 1$ ou $f \rightarrow f$ lorsque les faisceaux lumineux sont désaccordés sur le bleu de la transition ($\omega_{laser} > \omega_{at}$) [158], contrairement aux mélasses traditionnelles où la transition type est $f \rightarrow f + 1$ avec un désaccord rouge ($\omega_{laser} < \omega_{at}$). Il n'est pas question ici de rentrer dans une étude détaillée du mécanisme et je renvoie le lecteur à [16]. Au laboratoire Kastler Brossel, D. Boiron *et al.* [13] ont obtenu à partir d'une mélasse grise, un nuage d'atomes de césium dans l'état hyperfin fondamental $f = 3$, piégés à une température de $2 \mu\text{K}$ avec une densité de 10^{12} atomes/ cm^3 . La densité dans l'espace des phases atteinte était de l'ordre de 10^{-3} . Dans cette expérience, le piège dipolaire, formé par un faisceau focalisé unique, confinait radialement les atomes sur une taille quadratique moyenne de $6 \mu\text{m}$. Pour cette géométrie, ils n'ont pas observé d'excès de chauffage dû à la réabsorption de photons.

Ainsi, une mélasse grise est un outil intéressant non seulement pour charger beaucoup d'atomes dans le piège mais aussi pour refroidir un échantillon dense d'atomes à une température très faible. Par rapport aux mélasses traditionnelles, les températures atteintes sont trois fois plus faibles et le taux de diffusion de photons est considérablement réduit. La température atteinte de quelques μK résulte d'un équilibre entre le mécanisme de refroidissement et les sources de chauffage intrinsèques à la mélasse grise (chauffage par effet Doppler dû au désaccord bleu). Un autre atout de ce type de mélasse est la simplicité de sa mise en œuvre, comparativement aux méthodes de refroidissement sub-recul, qui restent cependant les méthodes optiques les plus efficaces pour atteindre des températures inférieures à la température de recul T_{rec} (température qui correspond à l'énergie reçue par un atome immobile lors de l'absorption ou de l'émission d'un photon et qui vaut pour ^{133}Cs $T_{rec} \simeq 200 \text{ nK}$).

1.4.2.3 Refroidissement Raman

Principe

Le principe général des méthodes de refroidissement subrecul [30] est de rendre l'absorption de photons sélective en vitesse par la combinaison de deux effets. D'une part, un processus de filtrage est appliqué dans l'espace des vitesses, afin de bloquer l'absorption de la lumière par les atomes de vitesse nulle ou quasi-nulle. On supprime ainsi pour ces atomes très lents tout recul aléatoire induit par la réémission spontanée de photons. D'autre part, grâce à un pompage optique des atomes dans l'espace des vitesses, on transfère les atomes de vitesse non nulle, qui absorbent de la lumière, vers

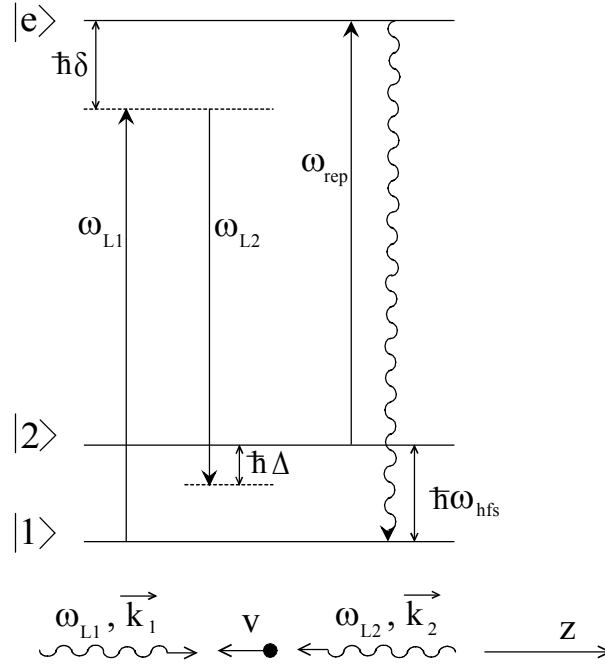


FIG. 1.5 – Schéma des niveaux d'énergie utilisés pour les transitions Raman. La transition a lieu entre les deux niveaux hyperfins $|1\rangle$ et $|2\rangle$ séparés par $\hbar\omega_{hfs}$. Les atomes absorbent un photon de fréquence $\hbar\omega_{L1}$ et émettent de façon stimulée un photon de fréquence $\hbar\omega_{L2}$. Le désaccord Raman Δ est défini par $\omega_{L1} - \omega_{L2} = \omega_{hfs} + \Delta$. Les faisceaux sont désaccordés de δ par rapport à la résonance. Le repompeur Raman permet de ramener les atomes vers le niveau $|1\rangle$ après une transition Raman.

les états de vitesse nulle ou quasi-nulle, où ils se retrouvent piégés et s'accumulent. De tels états sont qualifiés d'états "noirs", puisque les atomes dans ces états n'absorbent plus de photons. Il existe actuellement deux méthodes subrecul : les résonances noires sélectives en vitesse ("Velocity Selective Coherent Population Trapping" ou VSCPT) [9] et le refroidissement Raman [90, 131, 130].

Pour comprendre le mécanisme de refroidissement Raman, considérons deux faisceaux laser de pulsations ω_{L1} et ω_{L2} , se propageant dans des sens opposés (\vec{k}_1 et \vec{k}_2 désignent leur vecteur de propagation), et induisant des transitions Raman stimulées (transitions à deux photons) entre deux sous-niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ de l'état fondamental (en général deux niveaux hyperfins) (voir figure 1.5). Comme \vec{k}_1 et \vec{k}_2 ont des sens opposés, les effets Doppler des deux ondes s'ajoutent dans la transition Raman, et la condition de résonance Raman s'écrit, en notant Δ le désaccord par rapport à une telle résonance et en posant $k = |\vec{k}_1| = |\vec{k}_2|$:

$$\Delta = \omega_{L1} - \omega_{L2} - \omega_{hfs} = 2kv + 2\omega_{rec} \quad (1.21)$$

Le terme en $2\omega_{rec}$ (où $\omega_{rec} = \hbar k^2/2M$) est une correction due à l'énergie de recul qui apparaît lorsqu'on résout les équations de conservation de l'énergie et de l'impulsion totales lors de la transition Raman.

Le désaccord Δ étant fixé, les deux ondes n'induisent de transitions (Raman stimulé) résonantes que pour une valeur de v bien définie, donnée par (1.21). Comme les largeurs des niveaux fondamentaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ sont très faibles, la résonance Raman est très étroite et la sélectivité en vitesse

qui lui est associée est très grande. Si l'on choisit $\Delta - 2\omega_{rec} < 0$, la résonance Raman se produit, d'après (1.21) pour $v < 0$ (cas non représenté sur la figure 1.5). Comme le changement d'impulsions de l'atome lors de la transition Raman stimulée $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ est égal à $\hbar(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)$, l'atome subit un transfert d'impulsions opposé à son impulsion initiale $M\vec{v}$. Il est donc ralenti et poussé vers $p = 0$ (où p désigne l'impulsion de l'atome). Si les directions \vec{k}_1 et \vec{k}_2 des deux ondes ω_{L1} et ω_{L2} sont échangées et qu'on garde une valeur négative pour $\Delta - 2\omega_{rec}$, la transition Raman sera résonante pour des atomes de vitesse v positive et le transfert d'impulsions $\hbar(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)$, qui sera alors négatif, ramènera toujours les atomes vers $p = 0$.

Avec un choix approprié du désaccord Δ et des directions de propagation (opposées) des deux ondes, on peut donc agir sur n'importe quelle classe de vitesses avec une grande sélectivité et ramener toujours les atomes vers $p = 0$.

Pour ramener l'atome de $|2\rangle$ vers $|1\rangle$, on lui applique une impulsion de faisceau "repompeur" résonante sur la transition $|2\rangle \longleftrightarrow |e\rangle$. Une transition Raman spontanée antiStokes le fait alors passer de $|2\rangle$ à $|1\rangle$ (pompage optique). Au cours d'une telle transition, l'atome gagne l'impulsion $\hbar\vec{k}_{rep}$ du faisceau repompeur (on peut choisir la direction de \vec{k}_{rep} pour continuer à pousser l'atome vers $p = 0$) et perd l'impulsion $\hbar\vec{k}_{spon}$ du photon émis spontanément, et dans une direction aléatoire, lors de la transition spontanée $|e\rangle \longleftrightarrow |1\rangle$.

Pour agir sur les différentes classes de vitesse, il faut appliquer une série d'impulsions Raman stimulées, suivies chacune d'une impulsion de repompage, et résonantes successivement avec des atomes de vitesse positive et négative, les directions (opposées) de \vec{k}_1 et \vec{k}_2 étant interverties d'une impulsion à l'autre pour pousser chaque fois l'atome vers $p = 0$. Les vitesses résonantes $\pm v_{res}$ sont progressivement diminuées d'une impulsion à l'autre et on s'arrête pour $v_{res} \neq 0$ mais suffisamment proche de 0, pour laisser autour de $v = 0$ un "trou" dans le profil d'excitation, où les atomes ne sont plus excités. C'est le changement d'impulsion aléatoire dû au photon émis spontanément lors du repompage $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ qui permet à certains atomes de tomber dans une zone "noire" entourant l'impulsion nulle, où ils se retrouvent piégés et s'accumulent : les atomes dont l'impulsion est dans cette zone "noire" ne sont plus affectés par le transfert Raman vers $|2\rangle$. Plus v_{res} se rapproche de 0, plus l'impulsion Raman stimulée doit être étroite (en fréquence) pour que ses ailes n'excitent pas les atomes se trouvant dans la zone "noire". Plus v_{res} est loin de 0, plus on peut utiliser des impulsions larges (en fréquence) de manière à ramasser le plus d'atomes possible et à les pousser vers 0.

Contrairement au refroidissement par mélasse optique dans lesquelles la température d'équilibre à faible nombre d'atomes correspond à quelques énergies de recul, la température atteinte par le refroidissement Raman peut, en principe, être arbitrairement faible et être inférieure à la température de recul T_{rec} .

Résultats pour le césium

Le groupe de Christophe Salomon du laboratoire Kastler Brossel a appliqué ce refroidissement dans une direction sur des atomes libres de césium, ce qui a permis d'obtenir des températures très faibles de l'ordre de $T_{rec}/70 \simeq 3$ nK [130] en environ 10 ms. La marche au hasard dans l'espace des impulsions permettant l'accumulation des atomes dans une classe de vitesses faibles prend beaucoup plus de temps à trois dimensions qu'à une. Or le temps de refroidissement d'atomes libres est limité par la chute et l'étalement du nuage. C'est pourquoi le refroidissement Raman à trois dimensions n'a pas été obtenu pour des atomes libres. Par contre, l'utilisation d'un piège permet de refroidir

les atomes pendant un temps long, de l'ordre de la durée de vie du piège. On peut *a priori* espérer obtenir des températures très faibles en appliquant le refroidissement Raman à des atomes piégés.

En 1998-99, l'équipe de C. Salomon a étendu la méthode de refroidissement Raman à trois dimensions en l'appliquant à des atomes de césium confinés dans un piège dipolaire croisé Nd :YAG [98]. Ils espéraient descendre à des températures inférieures à la température de recul. Dans l'expérience [98] réalisée sur des atomes dans le niveau hyperfin $f = 3$, la densité dans l'espace des phases obtenue, à l'issue du refroidissement d'une durée de 100 ms, était de l'ordre de 2×10^{-4} avec 10^5 atomes à une température de $2 \mu\text{K}$ et une densité de l'ordre de 1.3×10^{12} atomes/cm³. En combinant cette méthode de refroidissement optique avec un refroidissement évaporatif, ils ont ainsi pu obtenir une température de 680 nK ($v_{rms} \simeq 1.8 v_{rec}$) pour 2×10^4 atomes non polarisés et une densité de 4.3×10^{11} atomes/cm³. Le refroidissement évaporatif utilisé seul n'avait pas permis d'obtenir des températures inférieures à $1.9 \mu\text{K}$, et un nombre d'atomes supérieur à 6000, à cause des limitations évoquées précédemment. Dans ces expériences, les atomes n'étaient pas polarisés, et de ce fait tous les sous-niveaux magnétiques de l'état fondamental $f = 3$ étaient peuplés. En polarisant les atomes dans un seul sous-niveau, on peut espérer non seulement gagner un facteur 7 dans l'espace des phases puisqu'il n'y a plus alors qu'un unique état fondamental, mais aussi doubler la section efficace de collisions élastiques (facteur bosonique). La polarisation favorise le refroidissement évaporatif. Dans l'expérience [124], les atomes de césium polarisés dans le sous-niveau magnétique $|f = 3, m_f = +3\rangle$ sont refroidis à l'aide d'un dispositif Raman à trois dimensions pendant 360 ms. Finalement, les auteurs ont mesuré une température de $2.4 \mu\text{K}$ ($v_{rms} \simeq 3.5 v_{rec}$), un nombre d'atomes dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ de 2.5×10^4 , une densité maximale de 10^{12} atomes/cm³, et une densité dans l'espace des phases de 10^{-3} , qui comme attendu est plus grande que dans le cas d'atomes non polarisés. Cependant, le refroidissement Raman à trois dimensions appliqué dans des pièges dipolaires n'a pas donné les résultats attendus : la température de recul n'a jamais pu être atteinte dans le cas d'atomes de césium¹⁹.

Limitations du refroidissement Raman

Plusieurs phénomènes limitent l'efficacité d'un refroidissement Raman. Tout d'abord, le refroidissement s'accompagne de pertes d'atomes importantes. Ces pertes sont en partie dues à des collisions inélastiques assistées par la lumière. Il a été montré que ces collisions, qui existent en présence de photons proches de la résonance, sont responsables de la durée de vie du piège magnéto-optique [6]. En effet, la paire d'atomes excitée par la lumière peut être accélérée avant d'émettre un photon spontané. De plus, une paire d'atomes excitée peut se désexciter dans un état moléculaire fondamental. Ce phénomène, peu probable normalement, car la paire excitée passe un temps très bref à des distances interatomiques aussi petites que l'étalement de la molécule fondamentale, est important dans le cas du césium [60]. Ce processus est intrinsèque à tout refroidissement optique car la présence de photons proches de la résonance est nécessaire à ce type de refroidissement qui utilise l'émission spontanée comme processus dissipatif. Cette perte d'atomes ne permet pas d'appliquer le refroidissement pendant un temps long. Ceci est un obstacle important au refroidissement Raman qui nécessite du temps car sa puissance de refroidissement est très faible. Un autre phénomène important limite le refroidissement optique d'atomes piégés : la réabsorption de photons. En effet,

¹⁹Dans le cas d'atomes de sodium dans un piège dipolaire, une température de $0.42T_{rec}$ a été obtenue avec une densité de 4×10^{11} cm⁻³ et 4.5×10^5 atomes, après un refroidissement Raman à trois dimensions [101].

un photon spontané peut être absorbé par un atome voisin de vitesse nulle dans l'état fondamental, ce qui le fait sortir de la zone "noire". Ceci engendre une perte d'atomes de la zone "noire". Ce mécanisme de réabsorption de photons est d'autant plus probable que la densité atomique est plus élevée. Or, la densité atomique augmente au cours du refroidissement Raman : plus la température est basse et plus la réabsorption de photons est importante. Cet effet limite l'efficacité d'un tel refroidissement.

1.4.2.4 Refroidissement par bandes latérales

Les méthodes précédentes de refroidissement optique s'appliquent au cas d'atomes confinés dans des pièges dont les fréquences d'oscillation sont suffisamment faibles pour que le mouvement de l'atome puisse être traité classiquement. Par contre, si la fréquence d'oscillation est plus élevée que l'énergie de recul des atomes, alors leur mouvement doit être traité quantiquement. La méthode de refroidissement optique appelée refroidissement par bandes latérales peut accumuler les atomes dans l'état fondamental du mouvement. Cette technique, tout d'abord développée pour des ions piégés [50] a été mise en œuvre pour la première fois en 1998 sur des atomes de césium, par le groupe de C. Salomon au laboratoire Kastler Brossel [125] (dans un réseau à une dimension 1D), et en même temps aux USA par le groupe de P. S. Jessen [76] (réseau à deux dimensions 2D).

Principe du refroidissement par bandes latérales

On considère un atome possédant un état fondamental $|f\rangle$ et un état excité $|e\rangle$ de largeur naturelle $\hbar\Gamma$, séparés de $\hbar\omega_0$ en l'absence de perturbation (voir figure 1.6). On suppose que ces deux états sont tous deux piégés dans un puits harmonique de fréquence $\hbar\omega_{osc}$ (on se limite au cas à une dimension). Dans un tel puits, les énergies propres du mouvement sont appelés niveaux vibrationnels et sont caractérisées par le nombre quantique n . Si l'on soumet l'atome à un champ laser de fréquence $\omega_0 - \omega_{osc}$, l'atome peut alors absorber un photon et passer d'un niveau vibrationnel n de l'état fondamental au niveau vibrationnel $n-1$ de l'état excité. Par contre toute autre transition est très improbable car hors résonance. L'atome transféré dans l'état excité va ensuite émettre un photon spontané le ramenant vers son état fondamental. Lors de l'émission spontanée, le niveau vibrationnel de l'atome peut, *a priori* être modifié. Le cycle de refroidissement (absorption d'un photon $\hbar(\omega_0 - \omega_{osc})$ suivie de l'émission spontanée d'un photon) recommence ainsi de suite et s'arrête lorsque l'atome est dans le niveau vibrationnel $n = 0$ de l'état fondamental. Il ne peut plus effectuer la transition $n \rightarrow n - 1$, il se trouve dans un état noir vis-à-vis de la lumière excitatrice. Pour que l'efficacité du refroidissement soit maximale, il faut que la probabilité pour que l'atome change de niveau vibrationnel en émettant un photon spontané soit très faible : ainsi on enlève exactement l'énergie $\hbar\omega_{osc}$ par cycle. Pour cela, il faut se placer dans le régime Lamb-Dicke : l'extension spatiale du niveau fondamental $\Delta x_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{2M\omega_{osc}}}$, où M est la masse de l'atome, est petite devant la longueur d'onde du photon spontané. En d'autres termes cela implique que la fréquence d'oscillation ω_{osc} soit beaucoup plus grande que la fréquence de recul $\omega_{rec} = \frac{\hbar k^2}{2M}$ associée à la transition :

$$\frac{\omega_{rec}}{\omega_{osc}} \ll 1 \quad (1.22)$$

De plus, pour que le refroidissement soit le plus efficace possible et puisse conduire à une accumulation de particules dans l'état fondamental du piège harmonique, il faut que la durée de

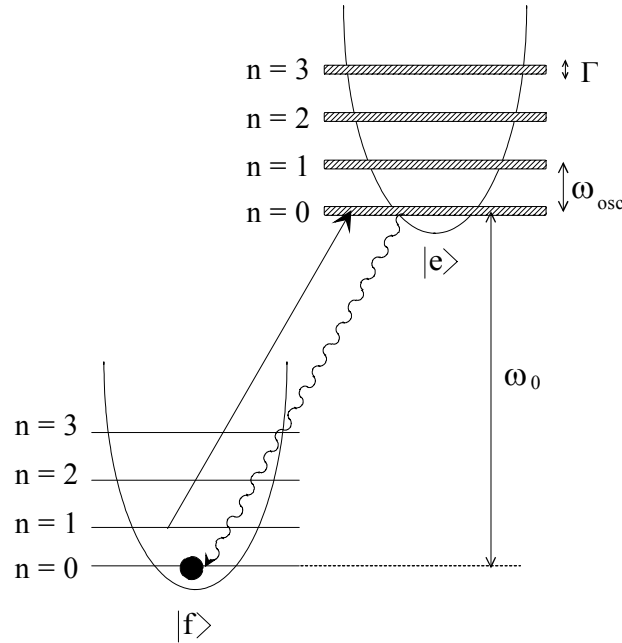


FIG. 1.6 – Principe du refroidissement par bandes latérales sur un atome à deux niveaux. Γ est la largeur en énergie de l'état excité. Si la condition de Lamb-Dicke est vérifiée, l'émission spontanée se fait, avec une très grande probabilité, sans changement de niveau vibrationnel. Les potentiels vus par les états $|f\rangle$ et $|e\rangle$ ont été décalés spatialement pour plus de clarté.

vie de l'état excité soit plus longue que la période d'oscillation, soit :

$$\Gamma \ll \omega_{osc} \tag{1.23}$$

Les raies vibrationnelles sont alors résolues.

En conclusion, deux conditions doivent être vérifiées pour utiliser le refroidissement par bandes latérales : le régime des bandes résolues déterminé par (1.23) et le régime de Lamb-Dicke déterminé par (1.22). Ce refroidissement optique est très efficace : lorsque le critère Lamb-Dicke est vérifié, chaque cycle de refroidissement enlève une énergie égale à l'énergie d'oscillation, beaucoup plus grande que l'énergie de recul. On s'attend donc à ce que ce refroidissement soit moins sensible à la réabsorption de photons que le refroidissement Raman, le chauffage induit par les photons spontanés nécessaire au pompage optique étant beaucoup plus faible que l'énergie perdue.

Utilisation de réseaux optiques

Pour des atomes neutres, un confinement avec une fréquence d'oscillation supérieure à la fréquence de recul peut être réalisée en utilisant des réseaux optiques assez profonds. En effet, le potentiel dipolaire ressenti par les atomes est alors modulé, et si l'amplitude de modulation est plus importante que l'énergie cinétique des atomes, ceux-ci sont confinés dans des micro-puits dont la taille est inférieure à la longueur d'onde. La fréquence d'oscillation au fond de ces micro-puits est alors supérieure à l'énergie de recul. Ceci peut être le cas dans un réseau d'intensité et dans certains cas, dans des réseaux de polarisation (le critère Lamb-Dicke est plus difficilement satisfait dans de

tels réseaux, car l'amplitude de modulation y est plus faible et dépend du sous-niveau magnétique). Dans les pièges satisfaisant le critère Lamb-Dicke, la température critique où se produit le seuil de condensation T_c peut être facilement plus grande que la température de recul T_{rec} . En effet, T_c est proportionnelle aux fréquences d'oscillations dans un piège harmonique à trois dimensions (voir formule (1.2)). Un piège possédant une seule fréquence élevée de l'ordre du kilohertz (cas du réseau 1D) peut posséder une température critique supérieure à celle du piège magnétique, ce qui présente un avantage. Cependant, l'augmentation de la température critique se fait au prix d'une augmentation de la densité critique qui est la densité à laquelle survient la condensation.

En pratique, pour les atomes neutres, les deux niveaux utilisés pour le refroidissement appartiennent tous deux à l'état fondamental. Ce peut être les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental, ou deux sous-niveaux magnétiques d'un même état hyperfin (dans ce cas, les atomes doivent être polarisés). Le couplage entre les deux niveaux mis en jeu est alors effectué par une transition Raman stimulée et l'un des niveaux est rendu instable grâce à un laser repompeur qui le couple à l'état excité (voir figure 1.5).

Expériences sur le césium

Entre 1998 et 2001, plusieurs équipes travaillèrent sur le refroidissement par bandes latérales sur des atomes de césium confinés dans des réseaux optiques 1D [125, 163, 17], 2D [76], 3D [94, 78]. Les valeurs des fréquences d'oscillation obtenues dans ces différents réseaux s'étalent entre une dizaine et une centaine de kiloHertz environ. Dans le cadre de ce manuscrit, on s'intéresse plus particulièrement aux expériences où les atomes sont polarisés dans le sous-niveau Zeeman du niveau hyperfin le plus bas $|f = 3, m_f = 3\rangle$, état stable vis-à-vis des collisions inélastiques à deux corps [163, 94, 78, 17]. Dans ces expériences, les atomes s'accumulent dans l'état noir $|f = 3, m_f = 3, n = 0\rangle$. Les résultats, obtenus lors de ces différentes expériences sont présentés dans le tableau ci-dessous.

Groupe	réseau	$\frac{N(n=0)}{N_{tot}}$ (%)	n (at/cm ³)	T (μ K)	$n\lambda_{dB}^3$
Stanford [163]	1D	80	1.4×10^{13}	2.8	1/180
LKB [17]	1D	83(5)	4×10^{12}	4.3	1.3×10^{-3}
Stanford [94] ²⁰	3D	80	1.1×10^{11}	0.29	1/500
Berkeley [78] ²¹	3D	37	1.5×10^{12}	entre 0.25 et 0.38	1/30

On a indiqué dans le tableau la valeur de certains paramètres obtenue à l'issue du refroidissement : la fraction du nombre d'atomes dans l'état noir $\frac{N(n=0)}{N_{tot}}$, la densité maximale n , la température moyenne de l'échantillon refroidi, et la densité dans l'espace des phases maximale $n\lambda_{dB}^3$.

Limitations du refroidissement Raman par bandes latérales

Le refroidissement par bandes latérales comporte néanmoins plusieurs limites : l'état fondamental du mouvement $|n = 0\rangle$ n'est pas véritablement un état noir. Des excitations hors résonance sont susceptibles de le transférer vers l'état excité de niveaux vibrationnels $|n = 0\rangle$ et $|n = 1\rangle$. De plus, les densités atteintes dans ces réseaux s'accompagnent généralement d'un taux d'occupation

²⁰La température très basse atteinte a été obtenue après un refroidissement supplémentaire réalisé en diminuant adiabatiquement l'intensité des faisceaux du réseau [91].

²¹La phase de refroidissement par bandes latérales est précédée d'une phase de compression et de refroidissement par gradient de polarisation [49] et elle est suivie d'une phase de refroidissement adiabatique.

par site élevé. A ces densités, les collisions inélastiques assistées par la lumière engendrent des pertes importantes d'atomes [94]. En effet deux atomes confinés dans le même site peuvent subir une collision radiative et être ainsi perdus. De tels processus limitent le refroidissement et empêchent d'atteindre le seuil de condensation. Cependant ces phénomènes limitants pourraient être réduits par l'utilisation de réseaux produits par de la lumière fortement hors résonance : dans ce cas, plusieurs atomes pourraient exister dans le même site, et il serait alors possible d'obtenir un condensat.

1.4.2.5 Conclusion

Malgré tous les efforts consacrés aux méthodes de refroidissement optique ces dernières années, aucune n'a pu conduire au régime de dégénérescence quantique, mais elles ont permis néanmoins de s'en rapprocher. Cependant, ces différentes expériences ne disposaient pas en général d'un vide suffisant pour obtenir la condensation et n'avaient pas pour but d'atteindre le régime de dégénérescence quantique. L'intérêt de ces méthodes de refroidissement purement optiques est d'avoir contourné les limitations en température et en densité de la mélasse optique traditionnelle : on peut atteindre des densités dans l'espace des phases élevées comprises typiquement entre 10^{-3} et 3×10^{-2} , et des températures proches de la température de recul (refroidissement 3D par bandes latérales). Parmi ces différentes méthodes de refroidissement, celle par bandes latérales paraît la plus puissante, puisque les densités spatiales et les densités dans l'espace des phases obtenues avec cette méthode²² sont les plus importantes de toutes celles obtenues par refroidissement optique. Par conséquent, avec une telle densité dans l'espace des phases initiale, un refroidissement évaporatif dans un piège optique peut être appliqué de manière efficace. En effet, les taux de collisions élastiques, à l'issue du refroidissement par bandes latérales est en général très élevé, et les temps de thermalisation typiques sont de quelques dizaine de millisecondes, ce qui est favorable au refroidissement évaporatif.

Le refroidissement optique d'un gaz très dense et polarisé représente une étape importante dans la perspective de la condensation dans des pièges purement optiques. De plus il permet d'obtenir des densités dans l'espace des phases, favorables à un refroidissement évaporatif dans un piège optique.

1.4.3 Observation des résonances de Feshbach en champs faibles

Une résonance de Feshbach se produit lorsqu'un état moléculaire lié se couple avec le continuum des états de diffusion à très basse énergie. Les deux états mis en jeu dans ce processus résonant appartiennent à des potentiels associés à des nombres quantiques internes différents. En présence de ce couplage, le déphasage dans l'onde s de la fonction d'onde de diffusion δ_0 est fortement modifié. La longueur de diffusion a qui est liée au déphasage par $a = \lim_{k \rightarrow 0} \frac{-\delta_0}{k}$, ainsi que la section efficace de collisions élastiques en onde s , $\sigma = 8\pi a^2 / (1 + k^2 a^2)$, se trouvent également affectées. Pour des états de diffusion instables vis-à-vis des collisions inélastiques à deux corps, le taux de collisions inélastiques tend à augmenter notablement au voisinage de ces résonances, puisque la probabilité d'avoir des atomes "proches" l'un de l'autre augmente. Si les deux états lié et libre ont des moments magnétiques différents, un champ magnétique externe peut être alors appliqué

²²L'équipe de D. Weiss de l'université de Berkeley aurait même atteint une densité dans l'espace des phases proche de 1 (résultat non publié), mais ils n'auraient pas atteint le seuil de condensation à cause du taux de recombinaison à trois corps.

pour ajuster leur écart en énergie. De ce fait, la variation de ce champ permet de modifier les propriétés collisionnelles des deux atomes. En 1993, Tiesinga *et al.* [152] avaient prédit dans le cas du césium polarisé dans l'état $|f = 3, m_f = -3\rangle$ l'existence de résonances de Feshbach, ce qui avait été confirmé par les calculs de Kokkelmans en 1998 [97]. Ces calculs ont permis d'interpréter les résultats obtenus sur le césium dans les pièges magnétiques [8, 144, 71]. Notamment, le taux élevé de pertes à deux corps qu'ils avaient mesuré pour cet état pouvait très bien s'expliquer par la présence d'une résonance de Feshbach.

La première observation de ces résonances pour le césium fut réalisée en 1999 par l'équipe de Steven Chu à l'université de Stanford [164, 26]. Leurs résultats furent interprétés et analysés par l'équipe de P. S. Julienne du NIST [93]. Dans l'expérience de Stanford, les atomes de césium étaient piégés dans un réseau optique à une dimension, obtenu en réfléchissant un faisceau Nd :YAG sur lui-même, créant ainsi une onde stationnaire et une série de micro-puits.

1.4.3.1 Première série d'expériences : mesures de pertes par évaporation

Le niveau $|f = 3, m_f = +3\rangle$ étant stable vis-à-vis des collisions inélastiques à deux corps, la présence de résonances de Feshbach n'affecte que la valeur de σ , qui ne dépend que de la longueur de diffusion à très faible température $\sigma = 8\pi a^2$. Afin de mesurer les variations de σ en fonction du champ magnétique, l'équipe de Stanford a effectué des expériences d'évaporation sur les atomes piégés dans cet état [26]. Par ajustement de la profondeur du piège à une valeur proche de $k_B T$, les atomes les plus chauds étaient évaporés, et les pertes d'atomes étaient mesurées. Ces pertes par évaporation sont reliées à la valeur de la section efficace de collisions, et donc à la longueur de diffusion. En effet, une grande section de collisions entraîne des pertes rapides par évaporation, alors qu'au contraire, une petite section de collisions produit des pertes lentes. Ils ont pu ainsi mesurer la variation de σ sur une gamme de champs magnétiques compris entre 0 et 150 Gauss. La section efficace σ exhibe deux minima, un pic large obtenu à 17 Gauss, et un pic fin à 48 Gauss. Leurs résultats ont été confirmés par les calculs théoriques de l'équipe du NIST [104], qui ont permis d'interpréter les deux minima de σ observés entre 0 et 150 Gauss : le premier minimum résulte du couplage entre le continuum et un état moléculaire rotationnel correspondant à $\ell = 0$, alors que le deuxième est dû à un état moléculaire associé à $\ell = 2$. Cependant, des résonances plus fines prédites par Leo *et al.* [104] entre 100 et 150 Gauss n'avaient pas été observées dans les mesures de pertes par évaporation. Afin de les observer, l'équipe de Stanford a réalisé une deuxième série d'expériences.

1.4.3.2 Deuxième série d'expériences : mesures de pertes par collisions radiatives

Cette deuxième série d'expériences [93, 27, 24] consistait à produire des collisions inélastiques assistées par la lumière, à "courtes distances" (*i.e.* distance caractéristique de la formation d'une molécule), par l'emploi d'un faisceau désaccordé vers le bleu de la transition de la raie D₂ ($\delta \simeq +6$ nm). Ce faisceau n'est résonant avec une transition électronique qu'à une distance interatomique particulière R_c appelée "point de Condon" (typiquement quelques dizaines de a_0). La probabilité d'exciter la paire d'atomes dans l'état supérieur est donc proportionnelle à la densité de probabilité de la fonction d'onde de collision prise en R_c . Dans cette expérience, les atomes "libres" (situés à "longue distance" l'un de l'autre) ne sont pas excités par ce faisceau, contrairement aux atomes "à courte distance" dont la distance interatomique caractérise la formation d'une molécule. De tels

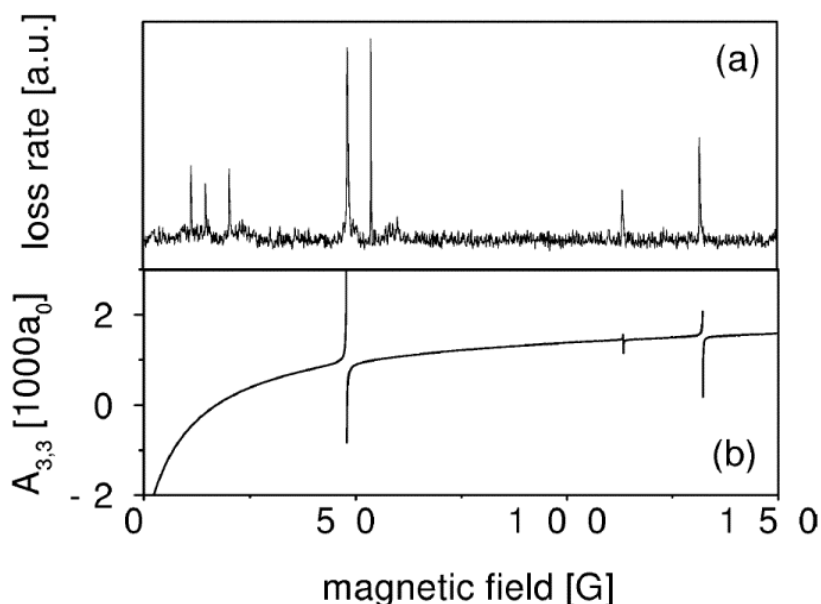


FIG. 1.7 – Figure extraite de la référence [93]. (a) Taux de pertes induites par les collisions radiatives pour des atomes de césium dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ en fonction du champ magnétique. (b) Longueur de diffusion associée à l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ en fonction du champ magnétique.

atomes (séparés typiquement d'une longueur d'onde optique) peuvent alors subir une transition dipolaire électrique vers l'état excité en absorbant un photon. Une fois dans l'état excité, la paire d'atomes subit une force répulsive dipôle-dipôle²³ qui l'accélère suffisamment pour lui faire acquérir une énergie cinétique élevée. La paire se désexcite ensuite vers l'état fondamental, mais l'énergie qu'elle a acquise lors de son passage dans l'état excité est suffisante pour la faire sortir du piège. La mesure de ces pertes produites à un certain désaccord renseigne alors sur l'amplitude de la fonction d'onde de collision au point R_c . Plus cette amplitude en R_c est grande, plus le taux de pertes est élevé. En modifiant le champ magnétique, on change la valeur du déphasage de la fonction d'onde au point R_c , et donc son amplitude. Le balayage du champ magnétique doit donc faire apparaître des extrêmes sur le signal de pertes observé. En mesurant les pertes induites par la lumière produites à un certain désaccord, l'équipe de Stanford a ainsi pu observer des taux de pertes plus élevés, pour certaines valeurs de champ magnétique. Ces résonances sont attribuées à des résonances de Feshbach. En effet, au voisinage d'une résonance de Feshbach, les atomes passent plus de temps près l'un de l'autre, augmentant ainsi la densité de probabilité de présence de la fonction d'onde à courtes distances. Par conséquent, leur probabilité de subir une collision radiative augmente ainsi que le taux pertes.

Leurs résultats sont présentés sur la figure 1.7, extraite de la référence [93]. La figure 1.7(b) montre la longueur de diffusion correspondante à l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ en fonction du champ magnétique, résultant des calculs effectués par l'équipe du NIST. Les résonances prévues par cette dernière apparaissent très clairement dans le taux de pertes : une résonance large à 48 Gauss,

²³Cette force dérive d'un potentiel en $1/R^3$, alors que la force que subissent les atomes à "grande" distance interatomique, dans l'état fondamental, est une force de Van der Waals, dérivant d'un potentiel en $1/R^6$.

qui avait déjà été observée dans les mesures de pertes par évaporation, et deux résonances fines entre 100 et 150 Gauss. Les autres résonances observées, qui n'avaient pas été prises en compte dans le calcul, font l'objet d'une étude en cours par l'équipe du NIST et correspondraient à des couplages entre le continuum et des états rotationnels moléculaires associées à des valeurs de ℓ élevées, $\ell = 4, 6, \dots$

De plus, il apparaît sur la figure 1.7 que la valeur de la longueur de diffusion pour cet état dépend notablement du champ magnétique appliqué : elle varie d'environ $-3000 a_0$ à 0 G, à $1000 a_0$ à 55 G, en passant par 0 au voisinage de 17 G.

Les résonances de Feshbach observées et prévues par les calculs sont beaucoup plus nombreuses pour l'atome de césium que pour les autres atomes alcalins plus légers. En fait elles sont dues à l'interaction indirecte spin-spin lié au spin-orbite du deuxième ordre, qui est beaucoup plus forte et qui introduit un couplage supplémentaire dans le cas du césium par rapport aux autres alcalins plus légers. Par conséquent, l'état libre du continuum se couple plus fortement aux états rotationnels moléculaires, ce qui produit les résonances observées [26, 93].

1.4.3.3 Conclusion

Au vu de ces résultats, l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ est apparu comme le dernier espoir pour la condensation de Bose-Einstein. Avant ces expériences et l'analyse qui a suivi, on savait que la longueur de diffusion associée à cet état était large et négative [97]. Or son signe est d'une grande importance dans le contexte de la condensation : en effet, il détermine la nature des interactions au sein du condensat. Si la longueur de diffusion est positive, les interactions sont répulsives et le condensat est stable. Si au contraire elle est négative, les interactions sont attractives. Un condensat de césium dans cet état est alors instable dès que le nombre d'atomes excède $0.67\sqrt{\hbar/(M\omega)}1/|a|$, où ω est la pulsation du piège, et a la longueur de diffusion [59, 32]. En effet, dans ce cas, les "forces" répulsives dues à l'énergie cinétique des atomes deviennent plus faibles que les interactions attractives entre atomes : le condensat s'effondre sur lui-même [137, 136, 133]. Les résultats de Stanford et du NIST montrent que par application d'un champ magnétique supérieur à 17 Gauss, la longueur de diffusion de l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ est rendue positive, ce qui permet l'existence d'un condensat stable dans cette gamme de champ magnétique. De plus, le contrôle des interactions dans cet état peut être facilement réalisé pour deux raisons. D'une part, le changement de signe de la longueur de diffusion intervient à 17 Gauss, champ faible qui peut être facilement obtenu. D'autre part, la longueur de diffusion varie lentement autour de 17 Gauss ce qui permet une étude précise sur l'effet des interactions au sein d'un condensat. Cette étude a été faite par l'équipe de R. Grimm, et sera évoquée dans le paragraphe suivant.

1.4.4 Les expériences actuelles en piège optique ou mixte

Depuis l'observation et l'analyse des résonances de Feshbach pour l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$, le signe de la longueur de diffusion n'apparaissait plus comme un obstacle, puisque la longueur de diffusion pouvait être rendue positive dans une certaine gamme de champs magnétique. Restait donc le problème des collisions à trois corps qui survient à très fortes densités ($\sim 10^{15}$ at/cm³). Ces collisions peuvent empêcher la formation du condensat, si elles sont très fréquentes. C'était donc le seul obstacle majeur et réhibitoire qui pouvait subsister et qui d'après D.Weiss l'empêcha de parvenir au seuil de transition. Mais l'expérience de Rudi Grimm de l'université d'Innsbruck acheva

en octobre 2002 de faire durer le suspens, puisque son équipe parvint à condenser le césium dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ [167]. Ce très beau résultat scientifique met fin à six années de réflexion et d'interrogations sur la possibilité d'atteindre la condensation de Bose-Einstein de cet élément fort rétif. Pour conclure ce chapitre "historique", j'évoquerai donc tout d'abord l'expérience de R. Grimm, qui, par des choix techniques judicieux tire profit de toutes les connaissances acquises sur le césium au cours de ces six dernières années. Notre expérience, quant à elle, repose sur des choix différents concernant notamment le piégeage tout en présentant des similitudes. Je montrerai donc dans une deuxième partie en quoi ces choix sont différents ou en quoi ils sont similaires. Notre expérience, commencée en 1999, n'a pas encore abouti à la condensation et les résultats actuels feront l'objet d'un chapitre ultérieur.

1.4.4.1 Expérience dans un piège optique 3D

Ce paragraphe présente l'expérience du groupe de R. Grimm à Innsbruck, qui a conduit en octobre 2002 à la condensation de Bose-Einstein du césium.

Dispositif expérimental

Le piège conservatif utilisé dans l'expérience d'Innsbruck est un piège optique tridimensionnel (3D) obtenu à l'intersection de deux faisceaux issus d'un laser CO₂ ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$) de 100 W de puissance chacun. Un tel piège constitue un QUEST (quasi-electrostatic trap, voir annexe A). Le col des faisceaux égal à $600 \mu\text{m}$ a été choisi pour avoir un volume effectif de piégeage de l'ordre de 1 mm^3 , ce qui permet d'optimiser le chargement du piège, plutôt que d'assurer un fort confinement. Afin de s'affranchir de la gravité, une paire de bobines placée en configuration anti-Helmoltz (en rouge sur la figure 1.8) crée un gradient de champ magnétique de 31.3 G/cm qui compense la force de pesanteur pour des atomes dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ ²⁴.

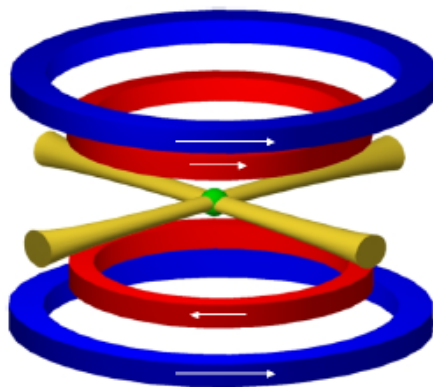


FIG. 1.8 – Schéma illustrant le dispositif utilisé par l'équipe de R. Grimm : en jaune, les deux faisceaux lasers CO₂; en rouge, la paire de bobines en configuration anti-Helmoltz assurant une lévitation magnétique; en bleu, celle en configuration de Helmholtz produisant un champ homogène. La figure est extraite de [168].

²⁴La force optique est trop faible pour compenser la force de pesanteur correspondant aux autres états Zeeman, qui ne sont donc pas piégés.

Ainsi les atomes subissent une lévitation magnétique sur toute la zone de piégeage et seule la force dipolaire les maintient confinés suivant l'axe vertical. Afin d'ajuster la longueur de diffusion, une paire de bobines en configuration Helmholtz (en bleu sur la figure 1.8) a été ajoutée au dispositif, ce qui permet de produire un champ \vec{B}_0 homogène. La variation de ce champ modifie seulement les propriétés collisionnelles des atomes sans modifier les paramètres de piégeage. L'ensemble du dispositif est schématisé sur la figure 1.8, qui est extraite de [168].

Les étapes vers la condensation

La séquence expérimentale adoptée est la suivante :

1. Chargement du piège magnéto-optique par un jet d'atomes ralenti par ralentisseur Zeeman
2. Refroidissement Raman par bandes latérales dans un réseau optique 3D suivi d'un transfert adiabatique dans le piège optique. A ce stade, ils disposent de $N \sim 10^7$ atomes polarisés à une température de quelques μK , ce qui conduit à une densité dans l'espace des phases D de $\sim 10^{-4}$.

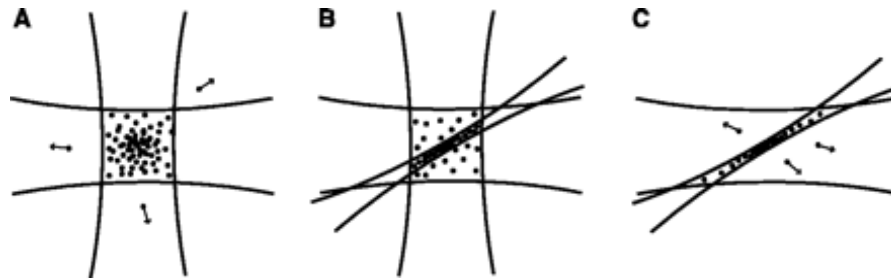


FIG. 1.9 – Illustration du processus de refroidissement évaporatif dans l'expérience de Innsbruck. (A) phase de 10 s : évaporation naturelle dans le piège optique à 75 G ($a_{3,+3} = 1200 a_0$). (B) phase de 5 s : mise en place d'un faisceau issu d'un laser fibré Yb (1064 nm), fortement focalisé à l'endroit du piège à 23 G ($a_{3,+3} = 300 a_0$). (C) phase de ~ 17 s : évaporation forcée en diminuant la puissance du laser de longueur d'onde 1064 nm, à 23 G. La figure est extraite de [167].

3. La phase de refroidissement évaporatif d'une durée approximative de 32 s, procède en trois étapes illustrées sur la figure 1.9, extraite de [167] :

- Une phase d'évaporation naturelle de 10 s est d'abord effectuée dans le piège optique (voir figure 1.9(A)). L'échantillon atomique étant peu dense ($n \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$), la valeur du champ magnétique B_0 est fixée à 75 G afin d'obtenir une longueur de diffusion ($1200 a_0$ à 75 G) et par conséquent un taux de collisions élastiques suffisamment grands. A l'issue de cette phase, $N \sim 2 \times 10^6$, $T \sim 1 \mu\text{K}$, $D \sim 10^{-3}$.

- Au cours des 5 secondes suivantes (figure 1.9(B)), un faisceau laser de longueur d'onde de 1064 nm (issu d'un laser Yb fibré) dont la puissance est augmentée adiabatiquement de 0 à 90 mW, est focalisé avec un col de $30 \mu\text{m}$ à l'endroit du piège. Ceci a pour effet de créer un confinement supplémentaire, augmentant fortement la densité. La valeur du champ magnétique a été diminuée à 23 G ($a_{3,+3} \simeq 300 a_0$), afin de supprimer les pertes à trois corps observées à plus fort champ.

- Pendant la dernière phase (figure 1.9(C)), un des faisceaux CO_2 est éteint. Le piège résultant, réalisé à l'intersection du faisceau Yb et du faisceau CO_2 restant, assure un fort confinement radial (320 Hz). A l'issue de cette phase, ils obtiennent un échantillon dense d'atomes (quelques 10^{12} cm^{-3}) contenant $N \sim 3 \times 10^5$ atomes, ce qui conduit à une densité dans l'espace des phases $D \sim 10^{-2}$. Cette

valeur, suffisamment grande, fournit un bon point de départ pour une phase d'évaporation forcée, comme on l'a vu dans un paragraphe précédent. Le processus de refroidissement évaporatif s'effectue ici de manière optique : la puissance du faisceau Yb est diminuée jusqu'à quelques milliwatts en 17 s environ. Pendant cette phase et jusqu'à l'obtention du condensat, la valeur du champ magnétique B_0 a été maintenue à 23 G²⁵.

4. Obtention du condensat : la transition a été observée avec environ 65000 atomes à une température de 46 nK (obtenue pour une puissance du faisceau Yb de 3.45 mW). Un condensat pur avec 16000 atomes et une densité maximale de $1.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ a été observé à 1.0 mW. Ils ont mesuré une durée de vie du condensat de l'ordre de 15 s. Une limitation probable à cette durée de vie est la recombinaison à trois corps. Ainsi, ils ont pu, à partir de la mesure de durée de vie, estimer le taux de pertes à trois corps, qu'ils ont trouvé inférieur à $2 \times 10^{-27} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$.

Effet des interactions sur le condensat par modification du champ homogène B_0

Une fois le piège coupé, l'énergie totale du condensat résulte de son énergie cinétique et de son énergie d'interaction. Si l'énergie cinétique est toujours positive, l'énergie d'interaction, qui est proportionnelle à la longueur de diffusion, peut, quant à elle, être positive ou négative suivant le signe de cette longueur. Dans le cas où le terme d'interaction l'emporte sur l'énergie cinétique (valable pour une longueur de diffusion très grande et positive et un grand nombre d'atomes, comme dans les condensats de ⁸⁷Rb), l'énergie totale libérée se réduit à son énergie d'interaction. Ainsi, dans ce régime, décrit par l'approximation de Thomas-Fermi, le condensat va "exploser" sous l'effet des fortes interactions répulsives, et les particules vont s'éloigner les unes des autres, conduisant à une extension de la taille du condensat, après coupure du piège. En faisant varier le champ magnétique entre 5 et 65 G, l'équipe de R. Grimm a ainsi pu étudié le changement de la nature des interactions au sein du condensat, en mesurant la taille verticale et le nombre d'atomes du condensat après 50 ms de temps de vol. Leurs résultats sont représentés sur la figure 1.10, extraite de [167].

Ils ont observé trois régions distinctes de par la nature des interactions, comme l'illustre la figure 1.10. En-dessous de 17 G (région I), $a_{3,+3}$ est négative, les interactions sont attractives et le condensat s'effondre sur lui-même, conduisant à une diminution du nombre d'atomes. Entre 17 et 48 G (région II), la longueur de diffusion est positive et varie doucement de 0 à 1000 a_0 , produisant en conséquence une augmentation de la taille verticale. A 48 G, une résonance de Feshbach se produit et le condensat explose rapidement sous l'effet de l'augmentation brutale de son énergie interne. En même temps, une chute conséquente du nombre d'atomes est observée, ce qui peut être interprété comme la signature éventuelle de la formation de molécules, par interactions à "N" corps.

Etude des pertes à trois corps pour des longueurs de diffusion grandes et positives

Dans un piège magnétique, il est en général difficile de distinguer les pertes inélastiques à trois corps des pertes à deux corps, et par conséquent il s'avère délicat d'effectuer des mesures précises

²⁵En fait, ils ont observé que la réalisation du condensat n'était possible qu'entre 21 et 25 G. Au-dessous de 21 G, la section efficace de collisions élastiques est trop faible; au-dessus de 25 G, le régime collisionnel devient hydrodynamique (on définira ce terme par la suite) et les processus à trois corps sont importants, conduisant ainsi à des pertes et à un chauffage élevés.

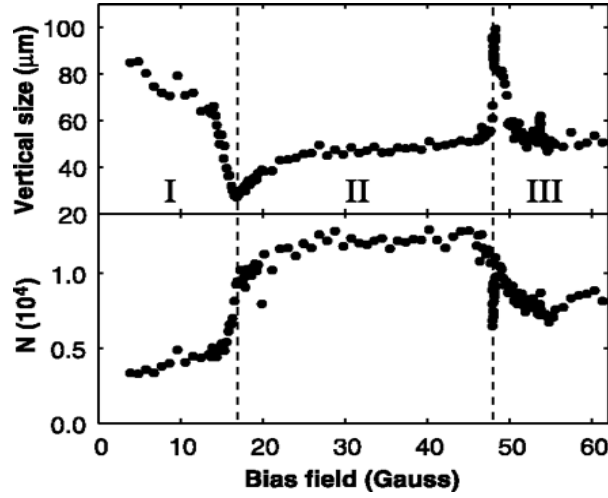


FIG. 1.10 – Extension verticale et nombre d’atomes du condensat, après 50 ms de temps de vol. Les trois régions se réfèrent à : (I) $a_{3,+3} < 0$, (II) $a_{3,+3} > 0$, (III) zone de résonances de Feshbach : une large à 48 G et une fine à 53 G. La figure est extraite de [167].

du taux de pertes à trois corps²⁶. En revanche, dans un piège optique ou mixte où il est possible de s’affranchir des collisions inélastiques à deux corps (pour des atomes dans l’état Zeeman de plus basse énergie), ceci peut être réalisé.

Ainsi, l’équipe de R. Grimm a étudié la recombinaison à trois corps [166] sur un nuage thermique d’atomes de ^{133}Cs dans l’état fondamental $|f = 3, m_f = +3\rangle$ confinés dans le piège optique décrit ci-dessus. En faisant varier le champ magnétique entre 10 G et 100 G, ils ont observé des pertes d’atomes, accompagnées d’un chauffage, au voisinage de résonances de Feshbach, comme le montre la figure 1.12 extraite de [166]. Des expériences précédentes réalisées sur des atomes de ^{23}Na [146] et ^{85}Rb [134] avaient mis en évidence l’augmentation des pertes inélastiques (deux ou trois corps) près de ces résonances.

Pour des longueurs de diffusion a positives et grandes, leurs résultats sont bien reproduits par un taux de recombinaison à trois corps²⁷ du type : $L_3 \propto a^4$ (tel que $\dot{N}/N = -L_3 \langle n^2 \rangle$ où n est la densité spatiale). Ce résultat est en accord avec les calculs théoriques de Fedichev *et al.* [58].

Dans le processus de recombinaison, l’énergie de liaison de la molécule ε est redistribuée sous forme d’énergie cinétique. La molécule et le troisième atome reçoivent respectivement $\varepsilon/3$ et $2\varepsilon/3$. Dans le cas d’une recombinaison conduisant à un dimère dans un état faiblement lié, l’énergie de liaison est reliée à la longueur de diffusion par : $\varepsilon = \hbar^2/(Ma^2)$. Dans cette situation, pour des très grandes valeurs de la longueur de diffusion, l’énergie de liaison ε peut devenir inférieure à la barrière de potentiel et le troisième atome reste piégé (en supposant que la molécule ne l’est pas). L’énergie cinétique de cet atome ($\propto \varepsilon \propto 1/a^2$) est ensuite redistribuée à l’ensemble des atomes piégés, conduisant ainsi à un chauffage. Dans l’expérience d’Innsbruck, les mesures réalisées sur le

²⁶Dans le cas d’atomes de ^{87}Rb confinés en piège magnétique, l’étude quantitative des processus à trois corps peut être réalisée, en raison du taux de collisions inélastiques très faible pour cet atome [23, 143].

²⁷Le taux de recombinaison à trois corps L_3 est relié au paramètre α_{rec} introduit dans le paragraphe 1.2.2.4 par : $L_3 = n_l \alpha_{rec}$, où n_l désigne le nombre d’atomes perdus par processus de recombinaison.

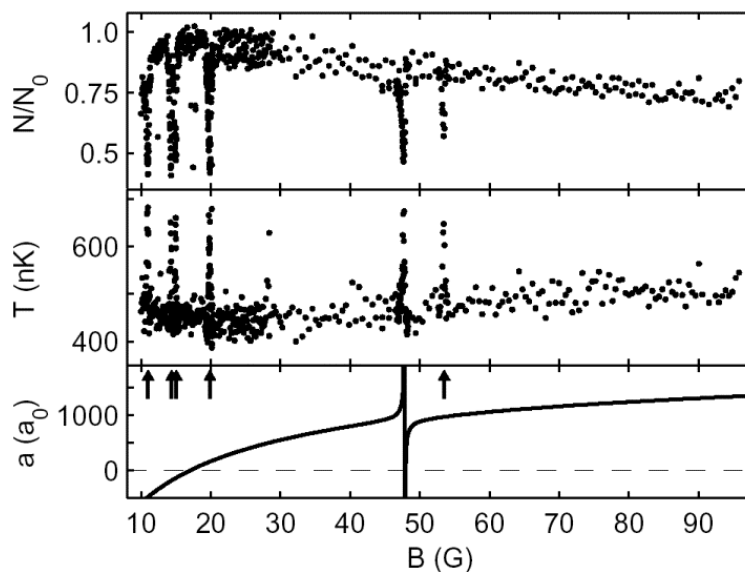


FIG. 1.11 – Fraction d’atomes piégés N/N_0 et température T en fonction du champ magnétique. Les résonances impliquant un couplage avec les ondes g sont indiquées par des flèches. Cette figure est extraite de la référence [166].

chauffage ont mis en évidence le comportement suivant : le chauffage diminue lorsque la longueur de diffusion augmente, ce qui confirme la formation de molécules très faiblement liées. Dans le contexte CBE, ce chauffage altère le processus d’évaporation²⁸ dans le domaine des très basses températures ($k_B T \ll \varepsilon$).

1.4.4.2 Expérience dans un piège mixte : magnétique 1D et optique 2D

Ce paragraphe présente succinctement le dispositif expérimental utilisé par notre groupe au laboratoire Aimé Cotton.

Dispositif expérimental

A la différence du piège tout optique de l’expérience d’Innsbruck, notre piège repose sur deux types de forces : une force magnétique qui permet de confiner les atomes suivant l’axe vertical, et des forces optiques qui assurent un confinement radial. Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure 1.12. Les caractéristiques et la réalisation expérimentale de notre piège mixte feront l’objet du chapitre suivant. Je me contenterai ici de présenter globalement l’ensemble du piège.

Piégeage dipolaire 2D (horizontalement)

Comme le montre la figure 1.12, la configuration du piège repose sur l’utilisation d’un faisceau Nd :YAG ($\lambda = 1.064 \mu\text{m}$) de puissance de 15 W dirigé suivant l’axe vertical. Avec un tel faisceau,

²⁸D’après les auteurs de [166], ce chauffage a un effet plus néfaste que les pertes à trois corps. D’après eux, il est nécessaire de mettre en place une évaporation tridimensionnelle (la dimension de l’évaporation sera précisée dans le chapitre 2) et d’éviter le régime hydrodynamique (défini au chapitre 2) pour maintenir un processus d’évaporation efficace.

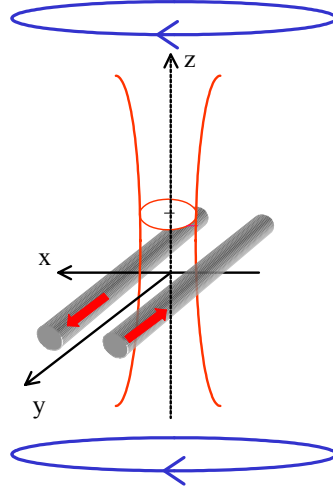


FIG. 1.12 – Schéma représentant le piège mixte utilisé au laboratoire Aimé Cotton. En gris, une paire de deux barres (en fait bobine très allongée) parcourue par un courant produit une force magnétique responsable du confinement vertical. En rouge, un faisceau laser Nd :YAG ($\lambda = 1.064 \mu\text{m}$) engendre des forces dipolaires radiales, conduisant au confinement dans le plan horizontal. En bleu, une paire de bobines en configuration Helmholtz (le schéma n'est pas à l'échelle), produit, comme dans l'expérience d'Innsbruck, un champ magnétique homogène \vec{B}_0 dont la variation permet de modifier les propriétés collisionnelles des atomes, sans changer la fréquence et la position de piégeage.

le gradient d'intensité ainsi créé peut être important dans les directions transverses mais il est bien plus faible le long de l'axe du faisceau, par un facteur égal au rapport d'anisotropie $\frac{z_R}{w_0} = \frac{\pi w_0}{\lambda}$, où $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ est le paramètre de Rayleigh, w_0 est le col du faisceau laser et λ , la longueur d'onde du laser. Ainsi, pour un col de $100 \mu\text{m}$, ce rapport est égal à 300. Ainsi, pour créer une force dipolaire capable de compenser la gravité, un faisceau Nd :YAG vertical doit posséder un col inférieur à $50 \mu\text{m}$ pour 15 W de puissance. Pour des raisons de transfert efficace du piège magnéto-optique vers le piège dipolaire, ce col est trop petit. C'est pourquoi on a renoncé à piéger les atomes suivant l'axe vertical, à partir de la force dipolaire. Dans notre piège, la force dipolaire n'assure qu'un confinement horizontal. Toutefois, depuis peu, le dispositif a été modifié pour permettre d'ajouter éventuellement un faisceau laser Nd :YAG horizontal, ce qui produit un confinement vertical de nature dipolaire. Ainsi, cette deuxième configuration se rapproche du dispositif de R. Grimm dans la mesure où le confinement par les forces dipolaires est réalisé dans les trois dimensions, la force magnétique ne servant qu'à compenser dans ce cas la pesanteur.

Piégeage magnétique 1D (verticalement)

Pour confiner les atomes suivant la direction verticale, une paire de deux barres parcourues par un courant produit un maximum de champ magnétique suivant l'axe vertical. Si il est impossible de créer un maximum de champ magnétique à 3D, il est possible de le faire à 1D. Si la gravité n'existait pas, les atomes dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ seraient piégés suivant la direction verticale au maximum de champ magnétique. En présence de la gravité, les atomes sont piégés à l'endroit où

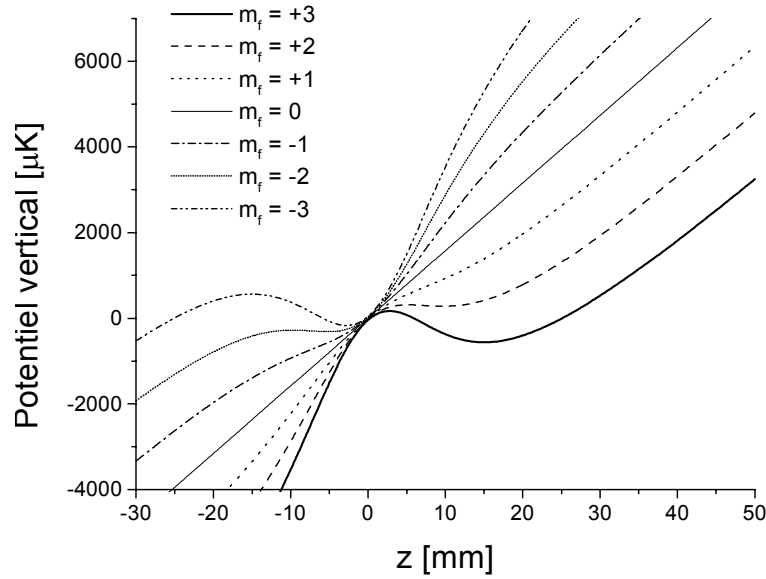


FIG. 1.13 – Allure des courbes de potentiel le long de z créées par une paire de barres parcourue par un courant de 300 A (en pratique chaque barre est constituée de 50 fils de cuivre parcouru chacun par un courant de 6 A) et un champ \vec{B}_0 orienté vers le bas, de valeur 100 G. Dans ces conditions, les puits de potentiel associés à $m_f = +3$ et à $m_f = +2$ ont respectivement une profondeur de $730 \mu\text{K}$, et $35 \mu\text{K}$.

$\frac{\partial|B|}{\partial z} = 31 \text{ G/cm}$. Sur ce point, les deux expériences du LAC et d’Innsbruck diffèrent. Dans l’expérience d’Innsbruck, le gradient de champ magnétique est partout uniforme et vaut 31 G/cm ; l’effet de la gravité est par conséquent partout supprimé pour les atomes dans l’état $|f = 3, m_f = +3\rangle$, et seule la force dipolaire permet le piégeage suivant la direction verticale (ce qui serait impossible sans compensation de la gravité, car la force dipolaire est négligeable devant la force de pesanteur). Dans notre expérience, du fait de notre dispositif magnétique le gradient de champ magnétique est inhomogène et ne vaut 31 G/cm qu’à la position de piégeage. De ce fait, la gravité n’est annulée que localement : on réalise une lévitation magnétique locale. Le piégeage suivant la direction verticale est assuré par la force magnétique. La figure 1.13 montre typiquement les courbes de potentiel suivant z correspondant aux différents sous-niveaux Zeeman du niveau hyperfin $f = 3$. Seuls les sous-états Zeeman $m_f = +3, +2$ peuvent être piégés en pratique. Le sous-état Zeeman $m_f = +1$ chute sous l’effet de la gravité car la force magnétique n’est pas suffisante pour compenser la gravité. Cependant les valeurs des paramètres utilisées dans nos expériences ne permettent pas en général d’obtenir un puits de potentiel suffisamment profond pour piéger les atomes dans $m_f = +2$.

1.4.4.3 Comparaison des deux pièges dans les expériences d’Innsbruck et du laboratoire Aimé Cotton (LAC)

Le tableau ci-contre dresse une comparaison entre les deux pièges utilisés dans les deux expériences. Le piège CO_2 présente l’avantage considérable d’avoir un taux de diffusion très faible, comparé à celui du laser Nd :YAG. Un piège CO_2 constitue idéalement un piège optique conservatif. Ceci dit, sa mise en place est plus contraignante que celle d’un laser Nd :YAG, car elle nécessite

l'utilisation de hublots en ZnSe, matériau transparent à la longueur d'onde du laser CO₂, mais peu dans le visible. Les hublots en verre ne sont quant à eux pas adaptés, car le verre absorbe cette longueur d'onde. Le laser Nd :YAG ne présente pas cet inconvénient mais peut constituer à terme une source de chauffage en raison du taux de diffusion résiduel, ce qui peut compromettre l'efficacité du refroidissement évaporatif. Cependant, l'équipe de R. Grimm utilise pour la phase d'évaporation un laser Yb de même longueur d'onde que le laser Nd :YAG, et qui produit un taux de diffusion de l'ordre de 0.2 photon/s (soit un chauffage de l'ordre de 0.02 μK/s) lorsque le laser est à sa puissance maximale. Pendant la rampe d'évaporation d'une durée de 17 s, ce taux est diminué de deux ordres de grandeur par rapport à sa valeur initiale. Au vu de l'expérience d'Innsbruck, il semble que si le taux de chauffage est diminué au cours du processus de refroidissement et s'avère plus faible que le refroidissement réalisé, la condensation peut être atteinte. Le chauffage causé par le laser Nd :YAG ne devrait pas constituer une limitation ultime au processus de condensation.

	Innsbruck	LAC
piège	optique 3D	magnétique 1D (suivant z) optique 2D (suivant x et y)
λ_{laser}	CO ₂ (10.6 μm)	Nd :YAG (1.064 μm)
pulsation ω_{laser}	QUEST ($\omega_{CO_2} \simeq \frac{\omega_{D1}}{12}$)	FORT ($\omega_{YAG} \lesssim \omega_{D1,D2}$ et $ \delta_{YAG} \ll \omega_{D1,D2}$)
Potentiel dipolaire ²⁹		$\frac{U_{CO_2}}{U_{YAG}} = \frac{2 \delta_{YAG} }{\omega_{D1}} \sim 0.60$ à intensité égale
Taux de diffusion ³⁰		$\frac{\Gamma_{CO_2}}{\Gamma_{YAG}} = \frac{4\omega_{CO_2}^3 \delta_{YAG}^2}{\omega_{D1}^5} \sim 5.2 \times 10^{-5}$ à intensité égale
col (rayon à $1/e^2$)	600 μm	$220 \mu\text{m} < w_0 < 260 \mu\text{m}$
$I_0 = 2P/(\pi w_0^2)$	1.8×10^4 W/cm ² /faisceau	2.0×10^4 W/cm ²
profondeur	10 μK/faisceau	suivant z : < 730 μK suivant x, y : ~ 50 μK
fréquence	14 Hz piège isotrope	$\frac{\omega_z}{2\pi} \simeq 5$ Hz et $\frac{\omega_{x,y}}{2\pi} \simeq 80$ Hz piège anisotrope (forme de cigare suivant z)
Γ_{diff}	< 1 photon/heure	~ 0.5 photon/s

1.5 Conclusion

Après six années d'effort et d'acharnement au cours desquelles plusieurs équipes tentèrent de comprendre le comportement du césium, l'équipe de Rudi Grimm de l'université d'Innsbruck réussit en octobre 2002 à condenser le césium dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$. Ainsi, l'histoire de la condensation de Bose-Einstein de cet atome connaît une fin heureuse. Si on a maintenant la preuve que la condensation de cet élément dans cet état Zeeman est possible, les moyens d'y parvenir peuvent être différents. La solution proposée par l'équipe d'Innsbruck repose sur l'utilisation d'un piège optique CO₂ combinée à un refroidissement évaporatif tout optique. La solution retenue par notre équipe est différente, dans la mesure où elle fait intervenir deux types de forces responsables du piégeage : magnétique suivant z et optique suivant x et y. Le laser de piégeage est différent puisque celui utilisé dans notre expérience est un laser Nd :YAG. Je vais dans les chapitres suivants

²⁹ voir annexe A

³⁰ voir annexe A

présenter de manière détaillée les caractéristiques de notre piège, ainsi que sa réalisation expérimentale. Une stratégie d'évaporation sera aussi proposée : on étudiera en particulier la faisabilité d'un refroidissement évaporatif micro-onde. A partir d'une onde micro-onde, les atomes du sous état Zeeman $|f = 3, m_f = +3\rangle$ peuvent être éjectés vers les sous états Zeeman $|f = 4, m_f = +4, +3, +2\rangle$ du niveau fondamental.

Chapitre 2

Piège mixte : principe, réalisation et simulation Monte-Carlo

Nous avons vu au chapitre 1 que l'état Zeeman de plus basse énergie, $|f = 3, m_f = +3\rangle$ pour le césium, ne pouvait être confiné en pièges magnétiques 3D. Il faut donc concevoir un autre type de piège pour cet état : soit un piège tout optique (piège dipolaire), soit un piège mixte combinant forces optique (dipolaire) et magnétique. Dans un piège où existe un gradient de champ magnétique, on peut avantageusement exploiter la force magnétique pour effectuer un refroidissement évaporatif forcé, en utilisant la technique très performante des ondes radio-fréquence rf ou micro-onde pour transférer les atomes sur un niveau non piégeant. Au contraire, dans un piège tout optique, sans champ magnétique, ni gradient de champ magnétique, la technique d'évaporation rf est inopérante. Dans un tel piège, le refroidissement évaporatif est réalisé en abaissant la puissance du laser de piégeage, ce qui baisse la profondeur du puits. Comme on l'a vu dans le premier chapitre, cela a pour effet de diminuer la courbure du potentiel et donc de diminuer le taux de collisions. Compte tenu des pertes introduites par le gaz résiduel, on peut difficilement espérer de gain dans l'espace des phases supérieurs à 10^3 , ce qui est contraignant. En 1999, début de notre expérience, aucun refroidissement évaporatif tout optique n'avait pu mener à la condensation de Bose-Einstein. La solution retenue par notre équipe pour tenter la condensation du césium dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ fut donc le piège mixte, dont le principe et la réalisation sont l'objet de ce chapitre.

Ce chapitre est divisé en trois parties. Dans un premier temps, le principe et les caractéristiques du piège utilisé sont décrits en détail. La section suivante est consacrée à la réalisation expérimentale du piège, dont on pourra trouver une description détaillée dans le mémoire de thèse de Salah Boussen [20]. Enfin, nous présentons dans la dernière partie de ce chapitre, une simulation Monte-Carlo sur le refroidissement évaporatif à une dimension (1D) dans notre piège dont les résultats sont décrits dans la référence [19]. Cette simulation a été entamée pendant la thèse de Salah Boussen et a été poursuivie au cours de la mienne. Nous souhaitons, par cette simulation, étudier la possibilité d'atteindre au moyen de la technique rf ou micro-onde la transition CBE en un temps raisonnable, compte tenu des contraintes du piège mixte (évaporation rf 1D,...). La problématique de l'évaporation 1D sera développée avant de passer en revue les résultats issus d'un calcul statistique et ceux de la simulation.

2.1 Géométrie et caractéristiques du piège

Le piège mixte est réalisé à partir de deux types de forces : la force magnétique et la force optique. Un champ magnétique vertical inhomogène engendre la première, qui permet de confiner suivant l'axe vertical (Oz), les atomes polarisés dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$, par compensation de la force de pesanteur. La deuxième est réalisée à partir d'un faisceau lumineux vertical issu d'un laser Nd :YAG émettant à $1.064 \mu\text{m}$. Sa fréquence, 280 THz, est très inférieure aux transitions dipolaires électriques de l'atome de césium à partir de son état fondamental. Dans ces conditions, les atomes dans l'état fondamental sont attirés vers les régions de forte intensité lumineuse (voir annexe A). Ainsi, la force optique créée par le faisceau du YAG assure un confinement des atomes dans le plan horizontal (Oxy).

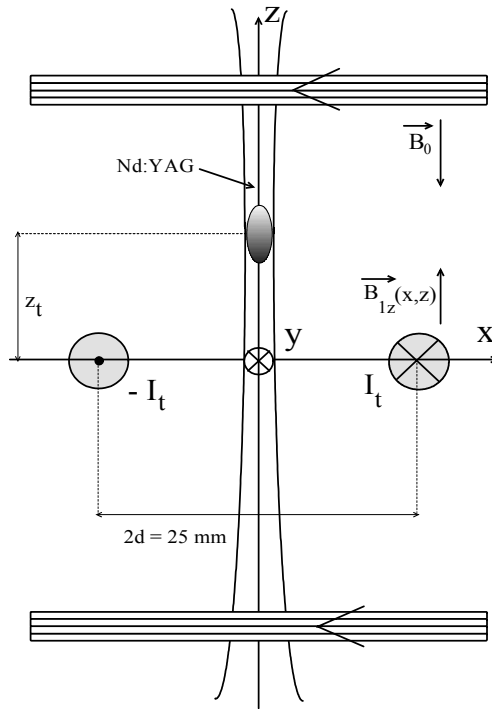


FIG. 2.1 – Schéma en coupe du piège mixte dans le plan (Oxz). Le champ inhomogène $\vec{B}_{1z}(x, z)$ responsable de la force magnétique est produit par une bobine placée en $z = 0$ (représentée par des cercles) et parcourue par un courant total I_t . Une paire de bobines en configuration de Helmholtz crée un champ magnétique homogène \vec{B}_0 . Un faisceau Nd :YAG se propageant suivant l'axe (Oz) assure un confinement des atomes dans le plan (Oxy). Les faisceaux du piège magnéto-optique, non représentés, sont dirigés suivant les deux bissectrices des angles définis par les axes (Oy) et (Oz), et suivant l'axe parallèle à (Ox), passant à $z = z_t$.

En plus du dispositif propre au piégeage, notre montage possède une paire de bobines en configuration de Helmholtz, destinée à produire un champ magnétique homogène \vec{B}_0 . L'intérêt du champ \vec{B}_0 est double. Il permet d'une part de piéger les atomes à une altitude positive. D'autre part, la variation de ce champ permet de modifier la longueur de diffusion des atomes dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ par le biais des résonances de Feshbach, sans changer la fréquence, ni la posi-

tion du piège. L'expérience menée par l'équipe de R. Grimm, à Innsbruck [167], a illustré l'intérêt de faire varier le champ magnétique entre 23 G et 75 G, pour l'obtention du condensat. Le champ \vec{B}_0 peut permettre d'explorer cette gamme de champs magnétiques.

L'ensemble du dispositif est illustré sur la figure 2.1. Dans toute la suite, on veillera à distinguer l'axe (Oz) (orienté vers le haut, voir figure 2.1) par rapport auquel on définit la projection B du champ magnétique local \vec{B} ($B > 0$ (respectivement < 0), si le champ \vec{B} est orienté vers le haut (respectivement vers le bas)) et l'axe de quantification par rapport auquel on définit la projection m_f du moment cinétique hyperfin f . L'axe de quantification a la même direction et le même sens que le champ magnétique local \vec{B} .

2.1.1 Le piégeage magnétique 1D

2.1.1.1 Le champ magnétique

Une bobine placée dans le plan $z = 0$ et parcourue par un courant, produit un champ magnétique inhomogène noté $\vec{B}_1(x, z) = B_{1z}(x, z)\vec{e}_z + B_{1x}(x, z)\vec{e}_x$. Dans notre montage, la bobine doit posséder une longueur suivant (Oy) suffisamment grande pour ne pas gêner les faisceaux verticaux du piège magnéto-optique qui sont dirigés suivant les bissectrices des angles définis par les axes (Oy) et (Oz) (voir figure 2.1). On a donc conçu une bobine de forme très allongée suivant (Oy), de longueur égale à environ 10 cm, d'épaisseur moyenne de 8 mm, et comportant 50 spires. La longueur suivant (Oy) étant très largement supérieure aux dimensions du nuage atomique piégé, cette bobine peut être considérée, pour le calcul du champ magnétique, comme la superposition de deux barres parallèles infinies dans la direction (Oy), distantes d'une distance $2d = 2.5$ cm suivant (Ox) (dans notre montage), et parcourues par un courant total I_t de sens opposé (voir figure 2.1), où I_t est le produit du nombre de spires N par le courant I traversant chaque spire. Dans le calcul suivant, on négligera l'épaisseur et les effets de bord suivant (Oy) de la bobine.

Le champ magnétique total $\vec{B}(x, z)$ résultant de la superposition de $\vec{B}_1(x, z)$ et de $\vec{B}_0 = B_0\vec{e}_z$ peut être calculé de manière exacte d'après la formule de Biot et Savart :

$$\vec{B}(x, z) = [B_0 + B_{1z}(x, z)]\vec{e}_z + B_{1x}(x, z)\vec{e}_x \quad (2.1)$$

où

$$B_{1z}(x, z) = \frac{\mu_0 I_t}{2\pi} \left(\frac{d-x}{(d-x)^2 + z^2} + \frac{d+x}{(d+x)^2 + z^2} \right) \quad (2.2)$$

$$B_{1x}(x, z) = \frac{\mu_0 I_t}{2\pi} \left(\frac{z}{(d-x)^2 + z^2} - \frac{z}{(d+x)^2 + z^2} \right) \quad (2.3)$$

Notons qu'un tel système ne produit pas de composante du champ magnétique suivant (Oy) pour des raisons de symétrie. Le graphe (2.2) représente les lignes où la norme du champ magnétique $\|\vec{B}_1(x, z)\|$ est constante (calculées pour $I_t = 300A$, soit $I = \frac{I_t}{N} \simeq 6$ A par spire). Si au voisinage de $x = 0$, la norme $\|\vec{B}_1(x, z)\|$ atteint bien un maximum en $z = 0$, suivant la direction (Oz), en revanche, elle tend à augmenter au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'axe (Oz). Dans la région entre les deux barres, il n'existe donc pas de maximum global de $\|\vec{B}_1(x, z)\|$, ce qui est conforme au théorème de Wing déjà évoqué dans le premier chapitre.

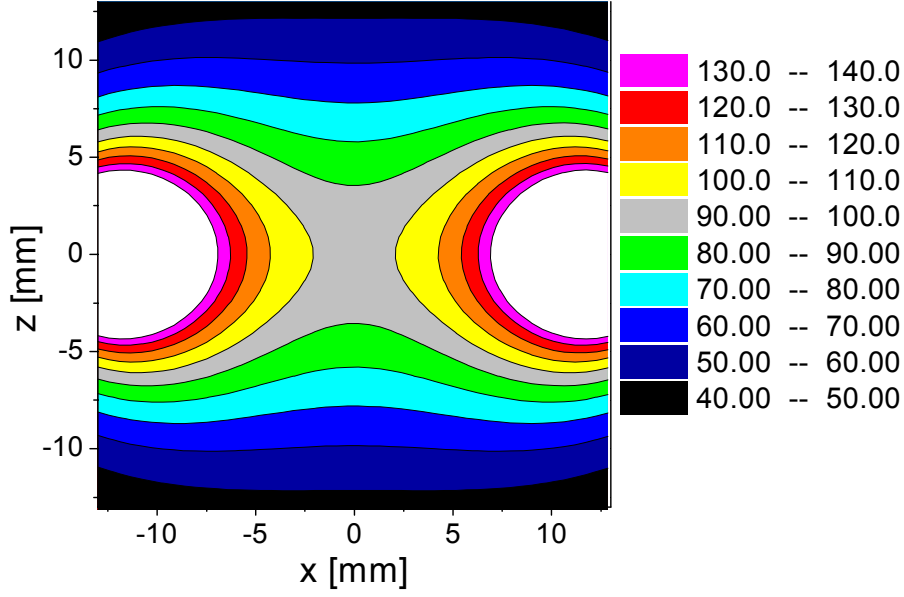


FIG. 2.2 – Lignes d'égal $\|\vec{B}_1(x, z)\|$ (exprimé en Gauss), créées par deux fils de longueur infinie selon (Oy), placés en $x = \pm 12.5$ mm, $z = 0$ et parcourus par un courant opposé $I_t = 300$ A. Au centre des deux barres, $\|\vec{B}_1(0, 0)\| = 96$ G. Les zones blanches sont associées aux valeurs de champ supérieures à 140 G.

2.1.1.2 Le potentiel vertical V_{vert}

Le potentiel magnétique que voit l'atome s'écrit $U_{mag}(x, z) = m_f g_f \mu_B \|\vec{B}(x, z)\|$ où g_f représente le facteur de Landé du niveau hyperfin f (pour $f = 3$, $g_f = -1/4$) et μ_B est le magnéton de Bohr. Le potentiel total, résultant du potentiel magnétique et du potentiel gravitationnel peut être exprimé sous la forme $V(x, z) = U_{mag}(x, z) + Mgz$, où M est la masse de l'atome de césium, et g la constante gravitationnelle.

Le potentiel sur l'axe (Oz) $V_{vert}(z) \equiv V(0, z)$ s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
 V_{vert}(z) &= m_f g_f \mu_B \|\vec{B}(0, z)\| + Mgz \\
 &= m_f g_f \mu_B |B_0 + B_{1z}(0, z)| + Mgz \\
 &= m_f g_f \mu_B \left| B_0 + B_{\max} \frac{1}{1 + z^2/d^2} \right| + Mgz
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

où $B_{\max} \equiv B_1(0, 0) = \frac{\mu_0 I_t}{\pi d}$.

2.1.1.3 La position de piégeage z_t

L'existence d'une position d'équilibre stable en $z = z_t$ repose sur deux conditions qui doivent être satisfaites, à savoir :

$$\left. \frac{\partial V_{vert}(z)}{\partial z} \right|_{z=z_t} = 0 \iff \left. \frac{\partial \|\vec{B}(0, z)\|}{\partial z} \right|_{z=z_t} = -\frac{Mg}{m_f g_f \mu_B} \simeq 31 \text{ G/cm} \quad (2.5)$$

$$\text{et} \quad \left. \frac{\partial^2 V_{vert}(z)}{\partial^2 z} \right|_{z=z_t} > 0 \quad (2.6)$$

Deux cas se présentent suivant le signe et la valeur de B_0 (on pour tout z , $0 < B_{1z}(0, z) < B_{\max}$) :

1er cas : $B_0 > -B_{1z}(0, z)$ (voir figure 2.3(a))

Dans ces conditions, les relations (2.5) et (2.6) deviennent :

$$\left. \frac{\partial B_{1z}(0, z)}{\partial z} \right|_{z=z_t} \simeq 31 \text{ G/cm} \implies z_t < 0 \quad (2.7)$$

$$\text{et} \quad z_t > -\frac{d}{\sqrt{3}} \simeq -7.2 \text{ mm} \quad (2.8)$$

Ce cas est illustré sur la figure 2.3(a), obtenue pour $B_0 = 0$. Typiquement, pour un courant par spire $I \simeq 6 \text{ A}$, la position de piégeage obtenue vaut $z_t \simeq -2.8 \text{ mm}$. Or le piège magnéto-optique (PMO) doit être réalisé à la même position que le piège, afin d'empêcher les atomes d'acquérir de l'énergie au cours de leur transfert vers le piège mixte. Dans cette configuration, la bobine représente un obstacle matériel sur le trajet des faisceaux du PMO, qui sont donc partiellement bloqués.

Par conséquent, le cas vérifiant $B_0 > -B_{1z}(0, z)$ n'aboutit pas à l'obtention d'une position de piégeage satisfaisante.

2ème cas : $B_0 < -B_{1z}(0, z)$ (voir figure 2.3(c))

On obtient d'après les relations (2.5) et (2.6) :

$$\left. \frac{\partial B_{1z}(0, z)}{\partial z} \right|_{z=z_t} \simeq -31 \text{ G/cm} \implies z_t > 0 \quad (2.9)$$

$$\text{et} \quad z_t > \frac{d}{\sqrt{3}} \simeq 7.2 \text{ mm} \quad (2.10)$$

La figure 2.3(c) obtenue pour $|B_0| > B_{\max}$ montre la présence de la position de piégeage z_t dans la région des altitudes positives, suffisamment loin du centre de la bobine. Typiquement pour $I \simeq 6 \text{ A}$, l'altitude de piégeage vaut $z_t \simeq 15 \text{ mm}$. A cette altitude, la bobine ne représente pas un obstacle matériel pour les faisceaux du PMO.

Par la suite, on gardera la notation z_t pour désigner l'altitude de piégeage qui satisfait les relations (2.9) et (2.10).

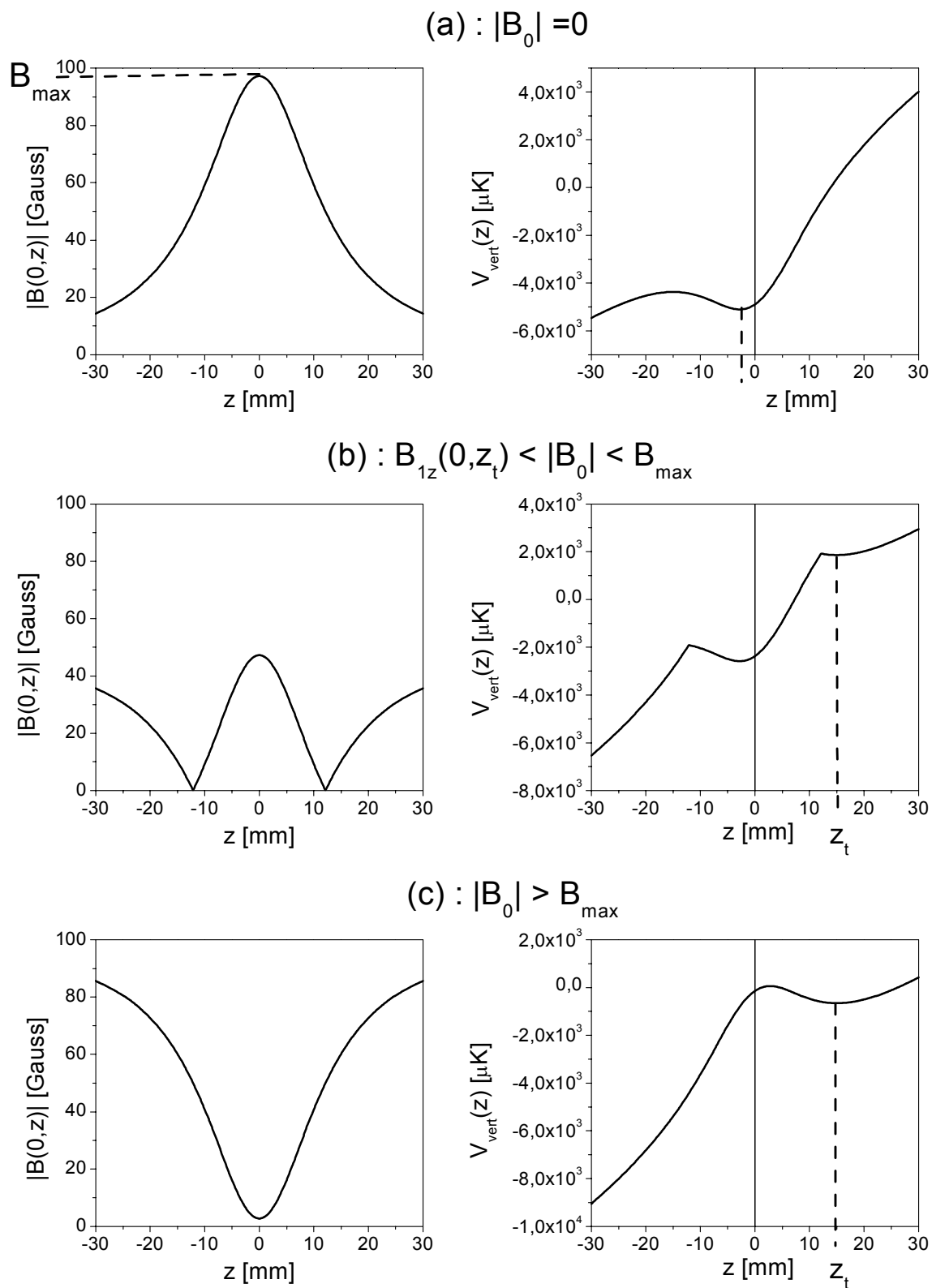


FIG. 2.3 – Effet de la norme du champ homogène \vec{B}_0 sur la position de piégeage des atomes polarisés dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$. Ces courbes ont été tracées avec une valeur de courant $I_t \simeq 303$ A, pour laquelle on obtient $B_{\max} \simeq 97.2$ G, $B_{1z}(0, z_t) \simeq 39.8$ G.

En conclusion :

De manière générale, on peut montrer que le potentiel $V_{vert}(z)$ a un minimum en $z = z_t (>0)$, si la condition suivante est vérifiée :

$$B_0 < -B_{1z}(0, z_t) \text{ i.e. } B_0 + B_{\max} \frac{1}{1 + z_t^2/d^2} < 0 \quad (2.11)$$

La relation (2.11) montre que dans ce cas, \vec{B}_0 doit non seulement être orienté dans le sens opposé à \vec{B}_{1z} ($B_0 < 0$), mais aussi avoir une amplitude supérieure à $B_{1z}(0, z_t)$ en $z = z_t$, comme l'illustre la figure 2.3(b). Tant que $|B_0|$ demeure inférieure à $B_{1z}(0, z_t)$, la seule position de piégeage possible est obtenue dans la région des altitudes négatives et vérifie les relations (2.7) et (2.8). Lorsque $|B_0|$ devient supérieure à $B_{1z}(0, z_t)$, il apparaît une deuxième position de piégeage en $z = z_t$ ((2.9), (2.10)), qui devient l'unique position de piégeage lorsque $|B_0|$ prend des valeurs supérieures à B_{\max} .

On suppose par la suite que B_0 vérifie la condition (2.11), pour laquelle il apparaît un puits de potentiel en $z = z_t$, dont on peut déterminer les caractéristiques (fréquence, profondeur) en fonction de B_{\max} (ou I_t) et de B_0 .

2.1.1.4 Fréquence d'oscillation ν_t

A partir de la condition (2.9), on déduit la relation qui existe entre B_{\max} (ou I_t) et z_t :

$$B_{\max} = \frac{-Mgd}{m_f g_f \mu_B} \frac{(1 + z_t^2/d^2)^2}{2z_t/d} \simeq 39.2 \frac{(1 + z_t^2/d^2)^2}{2z_t/d} \text{ Gauss} \quad (2.12)$$

En supposant le potentiel harmonique au voisinage de $z = z_t$, on définit la pulsation du mouvement ω_t suivant la relation $\left. \frac{d^2 V_{vert}(z)}{dz^2} \right|_{z=z_t} = M\omega_t^2$. L'expression de la fréquence $\nu_t \equiv \frac{\omega_t}{2\pi}$ s'écrit alors :

$$\nu_t = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g}{d}} \sqrt{\frac{3z_t^2/d^2 - 1}{(z_t/d)(z_t^2/d^2 + 1)}} \simeq 4.46 \sqrt{\frac{3z_t^2/d^2 - 1}{(z_t/d)(z_t^2/d^2 + 1)}} \text{ Hz} \quad (2.13)$$

La figure 2.4 montre les variations de B_{\max} et de ν_t en fonction de l'altitude de piégeage z_t . Au vu de cette figure, la fréquence d'oscillation est inférieure à 5 Hz, quelque soit la valeur du courant. Le choix de $z_t = 15$ mm semble être un bon compromis pour avoir une fréquence la plus grande possible et un courant pas trop élevé.

Il est important de remarquer, à ce stade, que l'altitude de piégeage z_t et la fréquence ν_t dépendent uniquement de B_{\max} et donc du courant I_t , mais en aucun cas du champ \vec{B}_0 . En fait, d'après la figure 2.3, la valeur $|B_0|$ ne joue que sur la profondeur du puits de potentiel en $z = z_t$, et modifie la valeur du champ magnétique total $B(0, z)$.

Pour toute la suite, on adopte la valeur $z_t = 15$ mm. On obtient alors $I_t \simeq 303$ A (soit $I = 6$ A par spire), $B_{\max} \simeq 97.2$ G, $B_{1z}(0, z_t) \simeq 39.8$ G, $\nu_t \simeq 4.7$ Hz.

On note $B(0, z)$, la projection sur l'axe (Oz) du champ total en z , soit $B(0, z) = B_{1z}(0, z) + B_0$. On définit alors $B_{z_t} \equiv B(0, z_t)$, sa valeur à la position de piégeage¹.

¹L'axe de quantification est défini localement en $z = z_t$ par la direction et le sens de $\vec{B}(0, z_t) = B_{z_t} \vec{e}_z$. La relation (2.11) étant vérifiée, i.e. $B_{z_t} < 0$, l'axe de quantification est parallèle à (Oz) et orienté vers le bas.

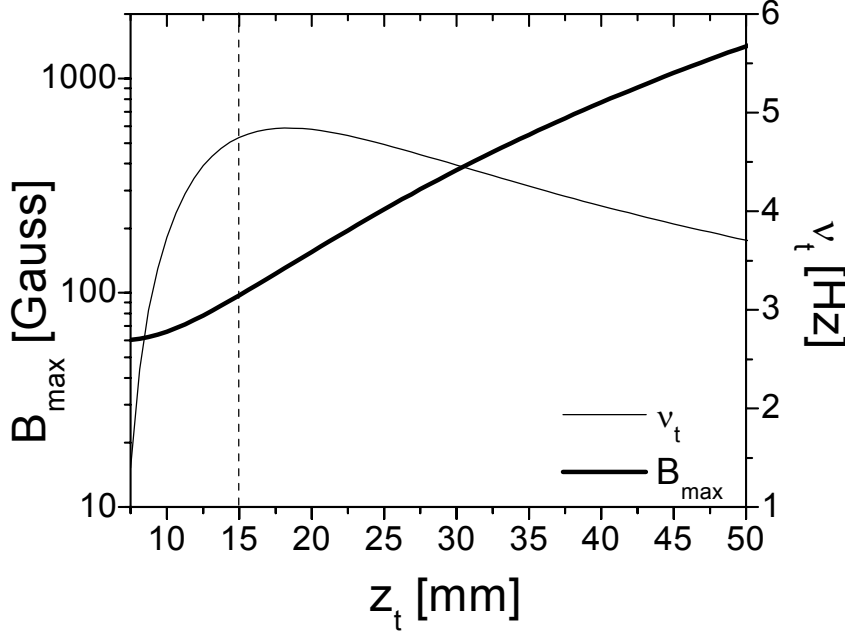


FIG. 2.4 – Variation de B_{\max} et de la fréquence ν_t en fonction de l'altitude de piégeage z_t . Pour $z_t = 15$ mm, on trouve $B_w \simeq 97.2$ G (soit $I_t \simeq 303$ A), et $\nu_t \simeq 4.7$ Hz

2.1.1.5 Profondeur du puits de potentiel vertical

Les figures 2.3 et 2.5 montrent que suivant la valeur de $|B_0|$, le bord du puits de potentiel est délimité dans l'intervalle $[0, z_t]$, soit par un point anguleux qu'on appellera z_{zero} pour lequel $B(0, z_{zero}) = 0$, soit par un point régulier z_{\max} vérifiant $\left. \frac{dV_{vert}(z)}{dz} \right|_{z=z_{\max}} = 0$ et $\left. \frac{d^2V_{vert}(z)}{dz^2} \right|_{z=z_{\max}} > 0$ (*i.e.* en $z = z_{\max}$, le potentiel a un maximum local). L'expression de z_{zero} s'obtient en écrivant que $B(0, z_{zero}) = 0$, soit :

$$z_{zero} = d \sqrt{\frac{B_{\max}}{-B_0} - 1} \quad \text{qui dépend de } B_0 \quad (2.14)$$

On trouve celle de z_{\max} par un développement limité d'ordre 1 au voisinage de zéro, ce qui donne :

$$z_{\max} \sim d \frac{z_t/d}{(1 + z_t^2/d^2)^2} \quad \text{qui est indépendant de } B_0 \quad (2.15)$$

Pour $d = 12.5$ mm, et $z_t = 15$ mm, on obtient une valeur $z_{\max} \simeq 2.5$ mm.

Pour déterminer l'expression de la profondeur du potentiel, il nous faut donc considérer deux cas selon la valeur de B_0 , qui, rappelons-le, est négative et vérifie (2.11) :

1er cas : $B(0, z_{\max}) \leq 0$ *i.e.* $B_0 \leq -B_{1z}(0, z_{\max})$ (**figure 2.5(c)**)

Dans ce cas, le bord du puits est délimité par z_{\max} et la profondeur du puits de potentiel s'écrit :

$$\begin{aligned} \Delta V(z_t) &= V_{vert}(z_{\max}) - V_{vert}(z_t) \\ &= -m_f g_f \mu_B B_{\max} \left(\frac{1}{1 + z_{\max}^2/d^2} - \frac{1}{1 + z_t^2/d^2} \right) + Mg(z_{\max} - z_t) \end{aligned} \quad (2.16)$$

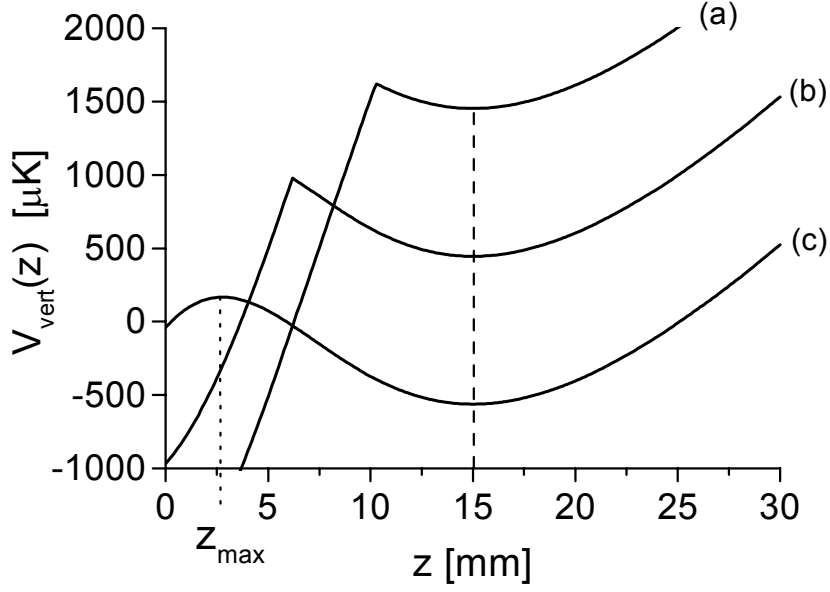


FIG. 2.5 – Représentation du potentiel $V_{vert}(z)$ pour trois valeurs de B_0 différentes, correspondant respectivement à $B_{z_t} = -18, -38, -58$ G. (a) $B_0 = -58$ G, (b) $B_0 = -78$ G, (c) $B_0 = -98$ G. Le bord interne du puits est délimité dans les cas (a) et (b), par $z_{zero}(z_t)$, et dans le cas (c) par z_{max} .

Cette expression est indépendante de B_0 . Typiquement, pour $z_t = 15$ mm, $B_{1z}(0, z_{max}) \simeq 93.4$ G, et on trouve $\Delta V = k_B \times 729 \mu\text{K}$ pour $B_0 \leq -93.4$ G (voir figure 2.5(c)).

2ème cas : $-B_{1z}(0, z_{max}) \leq B_0 \leq -B_{1z}(0, z_t)$ (**figure 2.5(a),(b)**)

Le potentiel présente un maximum au point anguleux z_{zero} et a une profondeur qui s'écrit, puisque $B(0, z_{zero}) = 0$:

$$\begin{aligned} \Delta V(z_t, B_0) &= V_{vert}(z_{zero}) - V_{vert}(z_t) \\ &= m_f g_f \mu_B \left(B_0 + B_{max} \frac{1}{1 + z_t^2/d^2} \right) + Mg(z_{zero} - z_t) \end{aligned} \quad (2.17)$$

Dans ce cas, la profondeur du potentiel dépend explicitement de la valeur de B_0 . Typiquement, pour B_0 compris entre $-B_{1z}(0, z_{max}) \simeq -93.4$ G et -58 G (voir figure 2.5(a),(b)), ΔV varie entre $k_B \times 729 \mu\text{K}$ et $k_B \times 169 \mu\text{K}$.

De plus, il est important de contrôler la valeur de $|B_{z_t}|$ pour l'expérience puisque le signe et la valeur absolue de la longueur de diffusion au point $z = z_t$ en dépendent. Afin d'obtenir un condensat stable, il faut pouvoir se placer dans une région du champ magnétique où la longueur de diffusion est positive, soit au-delà de 18 G pour des atomes de césium dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ [93]. Par ailleurs, l'expérience d'Innsbruck a montré l'intérêt d'ajuster le champ magnétique entre 23 G et

75 G. Dans notre montage, le contrôle de la valeur B_{z_t} est réalisé par ajustement de la valeur B_0 :

$$B_0 = B_{z_t} - B_{1z}(0, z_t) = B_{z_t} - B_{\max} \frac{1}{1 + z_t^2/d^2}$$

$$i.e. \quad B_0 \simeq B_{z_t} - 39.2 \frac{(1 + z_t^2/d^2)^2}{2z_t/d} \text{ Gauss}, \quad (2.18)$$

où on a remplacé B_{\max} par son expression (2.12). On obtient typiquement pour $-75 \text{ G} \leq B_{z_t} \leq -23 \text{ G}$:

$$-115 \text{ G} \leq B_0 \leq -63 \text{ G} \quad (2.19)$$

$$\Delta V(z_t, -63 \text{ G}) \simeq k_B \times 254 \text{ } \mu\text{K} \leq \Delta V(z_t, B_0) \leq \Delta V(z_t, -115 \text{ G}) \simeq k_B \times 729 \text{ } \mu\text{K} \quad (2.20)$$

Les résultats (2.16), (2.17), et (2.18) sont rassemblés sur la figure 2.6.

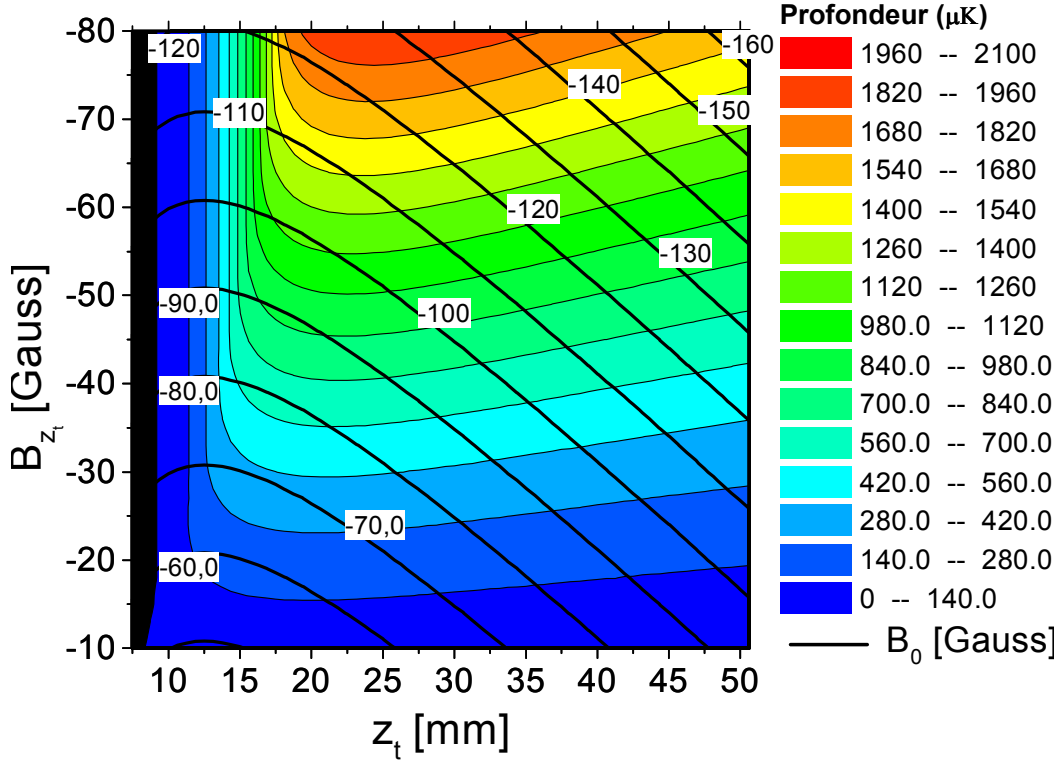


FIG. 2.6 – Profondeur du puits de potentiel vertical et valeur de B_0 , en fonction de z_t et de $B_{z_t} \equiv B_{1z}(0, z_t) + B_0$, champ magnétique total au centre du piège.

Par conséquent, en changeant la valeur de B_0 , on est capable par ce dispositif de changer la longueur de diffusion et de se placer dans la gamme de champ magnétique utile pour l'obtention du condensat, sans que la position de piégeage, ni la fréquence en soient affectées. Pour les valeurs de champ magnétique telles que $B_{z_t} \lesssim -20 \text{ G}$, la profondeur du puits qui dépend de B_{z_t} , via B_0 (2.18), est supérieure à $200 \text{ } \mu\text{K}$, ce qui est suffisant pour piéger des atomes issus du PMO.

2.1.2 Le piégeage dipolaire 2D

2.1.2.1 Le potentiel dipolaire

Nous utilisons dans notre expérience un laser Nd :YAG, de longueur d'onde $\lambda_L = 1.064 \mu\text{m}$, très désaccordé vers le rouge des transitions atomiques $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{1/2}$ (raie D₁ avec $\delta_1 \equiv \omega_L - \omega_{D_1} = -1.2 \times 10^7 \Gamma_1 = -2\pi \times 53 \text{ THz}$) et $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$ (raie D₂ avec $\delta_2 \equiv \omega_L - \omega_{D_2} = -1.2 \times 10^7 \Gamma_2 = -2\pi \times 70 \text{ THz}$), où $\Gamma_1 = 2\pi \times 4.56 \text{ MHz}$ et $\Gamma_2 = 2\pi \times 5.22 \text{ MHz}$ sont les largeurs naturelles associées respectivement à ces deux transitions. Pour simplifier, Γ et ω_0 désigneront pour toute la suite Γ_2 et ω_{D_2} .

Le faisceau lumineux issu du laser Nd :YAG, est polarisé rectilignement et se propage suivant l'axe (Oz), parallèlement à l'axe de quantification de notre système. Sa polarisation, au sens atomique, est dite σ -linéaire (voir annexe A).

On a établi dans l'annexe A que dans ce cas, le potentiel dipolaire peut s'écrire dans l'approximation du champ tournant :

$$U_{dip}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} I(\vec{r}) \left(\frac{2}{3\delta_2} + \frac{1}{3\delta_1} \right) \quad (2.21)$$

$$= \frac{\hbar \Gamma}{2} \frac{I(\vec{r})/I_{sat}}{4\delta_{eff}/\Gamma} \quad (2.22)$$

où on a introduit l'intensité de saturation de la transition $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$, $I_{sat} = \frac{\hbar \Gamma \omega_0^3}{12\pi c^2} = 1.1 \text{ mW/cm}^2$, et le désaccord effectif δ_{eff} défini par $\frac{1}{\delta_{eff}} = \frac{2}{3\delta_2} + \frac{1}{3\delta_1}$.

Le laser Nd :YAG est un laser Spectron qui fournit une puissance maximale de 15 W environ. Il est monomode transversalement et fournit un faisceau gaussien TEM₀₀. L'intensité d'un faisceau lumineux se propageant suivant l'axe (Oz) et focalisé en $z = 0$ s'écrit :

$$I(x, y, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left(-\frac{2(x^2 + y^2)}{w^2(z)}\right) \quad (2.23)$$

où P est la puissance du faisceau, et $w(z)$ son rayon à $1/e^2$, défini par :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (2.24)$$

Dans cette expression, w_0 désigne le rayon minimum ou col (waist) du faisceau et $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_L}$ est la longueur de Rayleigh.

En prenant l'origine des énergies en $(x, y) = (0, 0)$, l'expression du potentiel dipolaire (2.22) peut être écrite sous la forme :

$$U_{dip}(x, y, z) = U_0(z) \left[1 - \exp\left(-\frac{2(x^2 + y^2)}{w^2(z)}\right) \right] \quad (2.25)$$

où

$$U_0(z) = \hbar \Gamma \frac{\Gamma}{|\delta_{eff}|} \frac{P}{\pi w^2(z)} \frac{1}{4I_{sat}} \quad (2.26)$$

$$\simeq \hbar \Gamma \frac{\Gamma}{|\delta_{eff}|} \frac{P}{44\pi w^2(z)} \text{ en unité S.I.} \quad (2.27)$$

$$= U_0 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \quad (2.28)$$

$U_0(z)$ est la profondeur du potentiel à une altitude z donnée. Dans l'expression précédente, on a introduit U_0 , la profondeur maximale atteinte en $z = 0$ et qui vaut :

$$U_0 \equiv U_0(z = 0) = \hbar\Gamma \frac{\Gamma}{|\delta_{eff}|} \frac{P}{\pi w_0^2} \frac{1}{4I_{sat}} \quad (2.29)$$

2.1.2.2 Fréquences d'oscillation

On peut évaluer les fréquences d'oscillation $\nu_r \equiv \nu_x = \nu_y$ et ν_z suivant les directions radiale et longitudinale, par des développements limités d'ordre deux, dans l'approximation harmonique. Le calcul mené au voisinage du point de focalisation $(x, y, z) = (0, 0, 0)$, conduit aux expressions suivantes :

$$\nu_r \equiv \frac{\omega_r}{2\pi} = \frac{1}{\pi w_0} \sqrt{\frac{U_0}{M}} \quad (2.30)$$

$$\nu_z \equiv \frac{\omega_z}{2\pi} = \frac{\lambda_L}{\sqrt{2}\pi^2 w_0^2} \sqrt{\frac{U_0}{M}} \quad (2.31)$$

où M est la masse de l'atome de césium. Le rapport d'anisotropie, égal au rapport des fréquences d'oscillations, est donc égal à :

$$\frac{\nu_z}{\nu_r} = \frac{\lambda_L}{w_0} \frac{1}{\sqrt{2}\pi} \quad (2.32)$$

Typiquement, pour un faisceau Nd :YAG se propageant suivant l'axe (Oz) et focalisé avec un col w_0 de $100 \mu\text{m}$, on obtient $\frac{\nu_z}{\nu_r} \simeq 2.4 \times 10^{-3}$. Si le gradient d'intensité peut être très important dans les directions transverses, il s'avère en général insuffisant le long de l'axe vertical pour compenser la gravité. Le faisceau Nd :YAG se propageant suivant l'axe (Oz) ne réalise un potentiel piégeant que dans le plan transverse (Oxy).

2.1.2.3 Taux de diffusion

Dans le cas d'un laser polarisé π ou σ -linéaire, on a montré dans l'annexe A, que le taux de diffusion pouvait s'écrire dans l'approximation du champ tournant, comme :

$$\Gamma_{diff}(\vec{r}) = \frac{\pi c^2 \Gamma^2}{2\hbar\omega_0^3} I(\vec{r}) \left[\frac{2}{\delta_2^2} + \frac{1}{\delta_1^2} \right] \quad (2.33)$$

$$= \frac{\Gamma}{2} \frac{\Gamma^2}{3} \left(\frac{2}{\delta_2^2} + \frac{1}{\delta_1^2} \right) \frac{I(\vec{r})}{4I_{sat}} \quad (2.34)$$

Le taux d'absorption de photons est maximal en $\vec{r} = 0$ *i.e.* en $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ et vaut :

$$\Gamma_{\max} \equiv \Gamma_{diff}(\vec{r} = 0) = \Gamma \frac{P}{4I_{sat}\pi w_0^2} \frac{\Gamma^2}{3} \left(\frac{2}{\delta_2^2} + \frac{1}{\delta_1^2} \right) \quad (2.35)$$

2.1.2.4 Taux de chauffage

La probabilité de diffuser un photon issu du faisceau Nd :YAG n'étant pas nulle, le phénomène de diffusion engendre un processus de chauffage, qui peut à terme compromettre l'efficacité du refroidissement évaporatif et entraîner une perte des atomes du piège. Dans le cas considéré ici

d'un laser fortement hors résonance, la diffusion est complètement élastique (ou quasi-élastique si des processus de Raman interviennent ²). L'énergie d'un photon diffusé est alors déterminée par la fréquence du laser piège et non par la fréquence de la transition optique. Le chauffage produit a deux origines toutes deux liées à l'effet de recul d'un atome lors des processus d'absorption et d'émission spontanée. D'abord, les fluctuations liées au processus d'absorption [116] entraîne un chauffage dans la direction de propagation du faisceau correspondant à l'énergie de recul $E_{rec} = \frac{1}{2}k_B T_{rec}$, où T_{rec} est la température de recul $T_{rec} = \frac{(\hbar k_L)^2}{Mk_B} = \frac{h^2}{\lambda_L^2 M k_B}$. De plus, l'émission spontanée d'un photon se faisant dans des directions aléatoires, le recul des atomes se traduit dans l'espace des impulsions par une marche au hasard, induisant un chauffage correspondant à E_{rec} et réparti dans les trois directions. Ces deux contributions conduisent après un processus de diffusion à un chauffage correspondant à $4E_{rec}/3$ suivant la direction de propagation du faisceau, et $E_{rec}/3$ dans chacune des deux directions transverses.

Finalement, le taux de chauffage attendu dû au processus de diffusion est [68] :

$$\frac{d\overline{E}}{dt} = 2E_{rec}\Gamma_{diff} = k_B T_{rec}\Gamma_{diff} \quad (2.36)$$

A l'équilibre thermodynamique, l'énergie cinétique moyenne d'un atome est égale à son énergie potentielle moyenne (en supposant un piège harmonique), soit $\overline{E_{cin}} = \overline{E_{pot}} = \frac{3k_B T}{2}$, où T est la température du nuage. L'énergie totale moyenne d'un atome étant finalement égale à $\overline{E} = 3k_B T$, l'expression (2.36) peut être exprimée sous la forme :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{T_{rec}\Gamma_{diff}}{3} \quad (2.37)$$

Dans le cas du laser Nd : YAG ($\lambda_L = 1.064 \mu\text{m}$), T_{rec} est égale à 126 nK, et les relations (2.36), (2.37), s'écrivent :

$$\frac{d\overline{E}^{YAG}}{dt} = h \times 2.6 \text{ [kHz]} \times \Gamma_{diff} \quad (2.38)$$

$$\frac{dT^{YAG}}{dt} = 42 \text{ [nK]} \times \Gamma_{diff} \quad (2.39)$$

Typiquement, dans notre expérience, le taux de chauffage correspondant au taux de diffusion $\Gamma_{diff} \simeq 0.5 \text{ s}^{-1}$ (obtenu pour une profondeur de 46 μK environ) vaut d'après (2.39) $\frac{dT^{YAG}}{dt} \simeq 21 \text{ nK/s}$. Lors de l'évaporation forcée de l'échantillon, ce chauffage peut, à terme, constituer une limitation au processus de refroidissement. En effet, si le taux de chauffage devient supérieur ou égal au taux de refroidissement obtenu par refroidissement évaporatif, le processus de refroidissement s'arrête avant d'atteindre le régime de dégénérescence quantique. Afin de s'affranchir de ce problème, il faudra éventuellement diminuer le taux de diffusion si celui-ci s'avère trop important et limite l'efficacité du refroidissement évaporatif.

2.1.2.5 Taux de transfert du PMO vers le puits dipolaire

Dans notre expérience, le faisceau Nd :YAG peut être considéré parallèle à l'endroit du piège. En effet, la taille initiale du piège (inférieure à 1 mm) demeure plus petite que la dimension de la

²voir le paragraphe du chapitre 4 concernant l'étude des diffusions Rayleigh et Raman produites par le laser Nd :YAG.

longueur de Rayleigh, qui varie entre 3 et 27 cm lorsque le col du faisceau varie respectivement entre 100 et 300 μm . A la position de piégeage le potentiel dipolaire subi par les atomes peut être considéré indépendant de z et son amplitude $U_0(z)$ constante le long du faisceau et égale à U_0 . Le potentiel optique n'a donc pas d'influence sur les atomes le long de la direction (Oz). Dans ce cas, le calcul du taux de transfert du PMO vers le puits dipolaire³ se réduit à un problème à deux dimensions, dans le plan (Oxy).

On suppose l'échantillon issu de la mélasse, à l'équilibre thermodynamique, à la température T , et de taille σ (rayon à $1/\sqrt{e}$) dans le plan (Oxy). Les distributions initiales des atomes en position et en vitesse sont supposées gaussiennes. La distribution normalisée des atomes dans l'espace des phases et des impulsions s'écrit alors :

$$\Phi(\rho, p) = \frac{1}{2\pi M k_B T} \exp\left(-\frac{p^2}{2M k_B T}\right) \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.40)$$

$$\text{avec } \int_0^\infty \int_0^\infty \Phi(\rho, p) 2\pi\rho \, d\rho \, 2\pi p \, dp = 1 \quad (2.41)$$

où $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ et $p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$.

Un atome est capturé dans le puits dipolaire si son énergie totale dans le plan (Oxy) est inférieure à la profondeur du puits dipolaire U_0 , soit :

$$\frac{p^2}{2M} + U_{dip}(\rho) \leq U_0 \quad (2.42)$$

$$\Leftrightarrow \frac{p^2}{2M} \leq U_0 \exp\left(-\frac{2\rho^2}{w_0^2}\right) \quad (2.43)$$

Soit χ , la fraction d'atomes issus de la mélasse optique et capturés dans le puits dipolaire. D'après (2.40) et (2.43), χ peut s'écrire comme :

$$\chi = 4\pi^2 \int \int_{\frac{p^2}{2M} \leq U_0 \exp\left(-\frac{2\rho^2}{w_0^2}\right)} \Phi(\rho, p) \rho \, d\rho \, p \, dp \quad (2.44)$$

Cette expression peut être évaluée analytiquement à l'aide du logiciel Mathematica [172]. :

$$\chi = 1 - \frac{w_0^2}{4\sigma^2} \left(\frac{U_0}{k_B T}\right)^{-\frac{w_0^2}{4\sigma^2}} \Gamma\left(\frac{w_0^2}{4\sigma^2}, 0, \frac{U_0}{k_B T}\right) \quad (2.45)$$

où $\Gamma(a, b, c)$ désigne la fonction généralisée gamma incomplète.

Les courbes représentant χ , obtenues d'après (2.45), ont été tracées sur la figure 2.7. Dans notre expérience, le faisceau YAG a une puissance maximale $P = 15$ W, la température à l'issue de la phase de mélasse est typiquement $T = 10$ μK , et la taille du nuage de l'ordre de $\sigma = 400$ μm . La courbe de transfert correspondant à une puissance $P = 15$ W, fonction des paramètres w_0 et U_0 (voir formule suivante (2.46)), a été tracée en gras sur la même figure pour ces valeurs de T et

³Le taux de transfert du PMO vers le piège mixte peut être considéré égal à ce taux. Le potentiel vertical calculé précédemment possède un volume de capture et une profondeur suffisamment grands, pour qu'un atome issu du PMO soit capturé dans le puits vertical. Dans ces conditions, un atome est transféré dans le piège mixte si il est capturé dans le puits dipolaire.

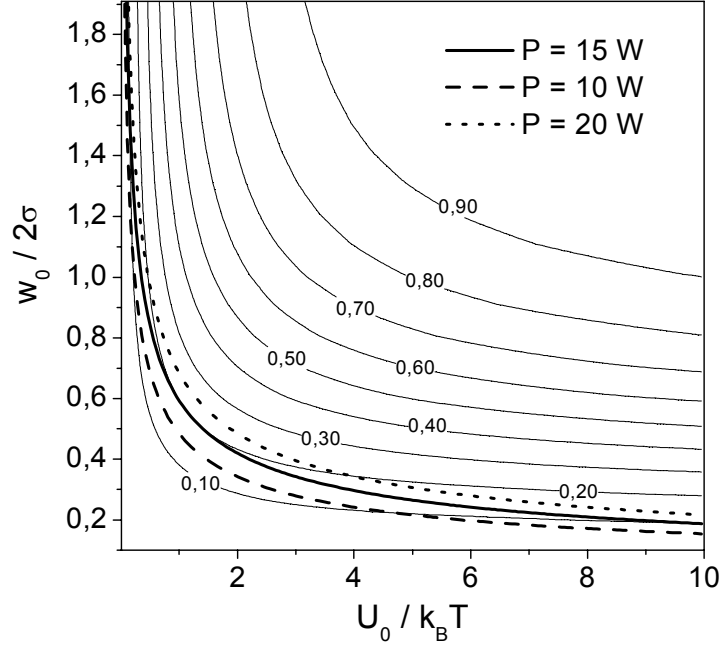


FIG. 2.7 – Représentation en trait fin des courbes de taux de transfert constant ("iso- χ "), en fonction de $\frac{U_0}{k_B T}$ et de $\frac{w_0}{2\sigma}$, où T et σ désignent respectivement la température et la taille (rayon à $1/\sqrt{e}$) du nuage. En gras sont représentées les courbes associées $P = 10$ W, 15 W, 20 W obtenues pour $T = 10$ μ K, et $\sigma = 400$ μ m ($P \propto w_0^2 U_0$, pour T et σ fixés).

σ . La figure montre que dans ces conditions⁴, le taux de transfert reste compris entre 10 et 20 % quelque soient les valeurs de U_0 et de w_0 , et atteint sa valeur maximale 20 %, lorsque $w_0 \sim \sigma$ et $U_0 \sim k_B T$, soit $w_0 \sim 400$ μ m et $U_0 \sim 10$ μ K. Une telle profondeur s'avère généralement trop faible pour garder les atomes dans le piège. On préfère choisir une profondeur de potentiel plus grande, au détriment du taux de transfert.

2.1.2.6 Choix des paramètres du piège dipolaire : P et w_0

La profondeur U_0 (2.29), la fréquence ν_r (2.30) et le taux maximal d'absorption de photons (2.35) dépendent tous les trois de deux paramètres ajustables à savoir, la puissance P et le col w_0 . Afin de choisir au mieux ces deux paramètres, on peut établir dans le cas de l'atome de césium les formules numériques suivantes et illustrées sur la figure 2.8 :

$$U_0[\mu K] \simeq \frac{1.5 \times 10^5 P[W]}{(w_0[\mu m])^2} \quad (2.46)$$

$$\nu_r[Hz] \simeq \frac{9.7 \times 10^5 \sqrt{P[W]}}{(w_0[\mu m])^2} \quad (2.47)$$

$$\Gamma_{\max}[s^{-1}] \simeq \frac{1.7 \times 10^3 P[W]}{(w_0[\mu m])^2} \quad (2.48)$$

⁴Avec des conditions initiales plus favorables correspondant à une température T et à une taille σ plus faibles, le transfert serait plus efficace.

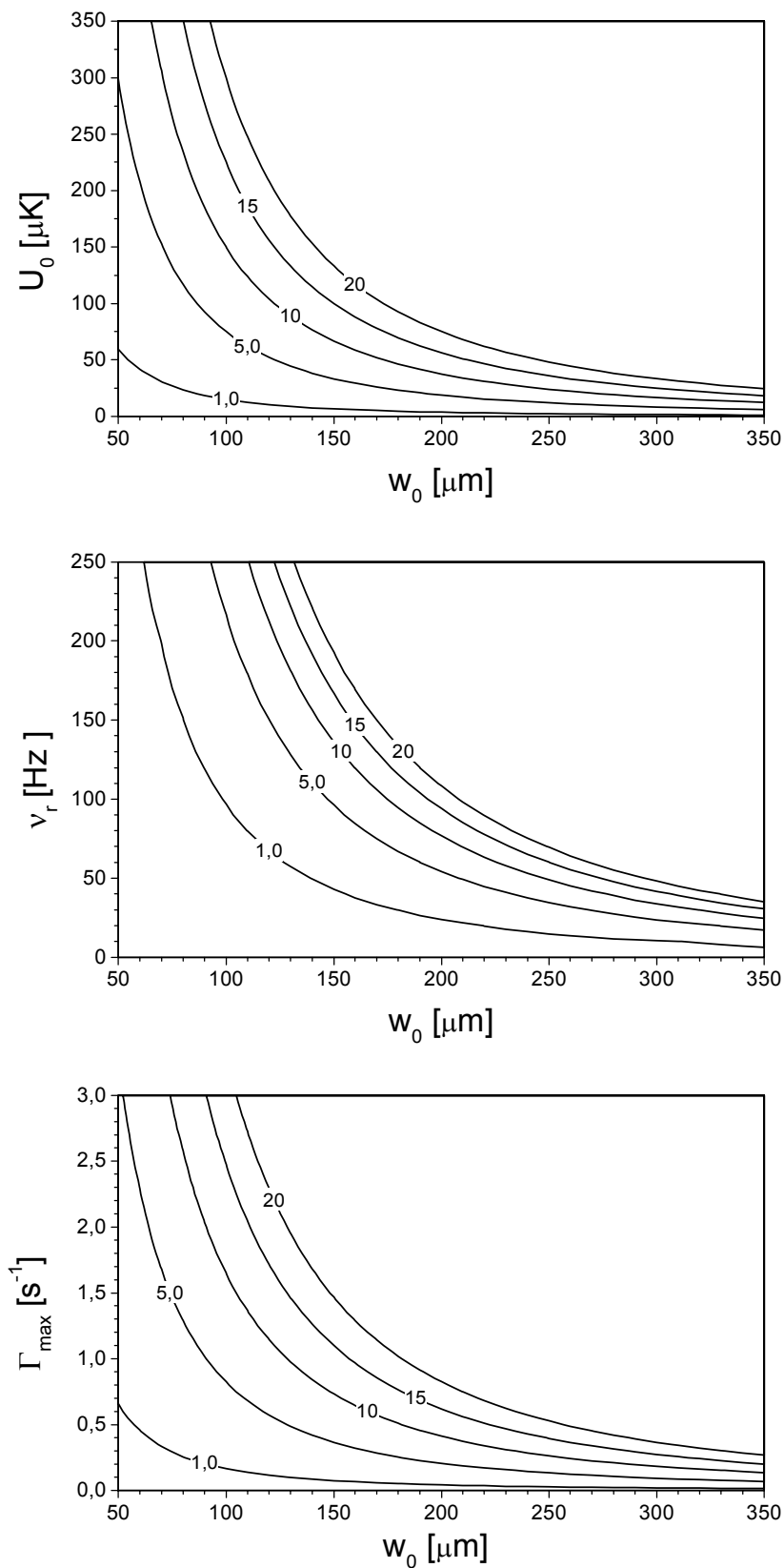


FIG. 2.8 – Représentation de la profondeur U_0 , de la fréquence radiale ν_r , et du taux de diffusion maximal Γ_{max} , en fonction du col w_0 et de la puissance P (indiquée sur les courbes en Watts) du faisceau Nd :YAG.

Le choix du couple de paramètres P et w_0 doit satisfaire à plusieurs contraintes imposées pour le piégeage dipolaire. Tout d'abord, son choix est d'autant plus judicieux qu'il permet un meilleur taux de transfert dans le piège mixte. La figure 2.7 montre que ce taux diminue lorsque la puissance P décroît. Il est donc plus intéressant, en terme d'efficacité de transfert, de travailler avec la puissance maximale disponible, à savoir $P = 15$ W. La deuxième contrainte que nous avons, concerne la profondeur U_0 qui doit être supérieure à 5 ou 6 fois environ la température de l'échantillon atomique, pour permettre une évaporation naturelle efficace, sans trop perdre d'atomes. De plus, la fréquence ν_r doit être suffisamment grande pour assurer un taux de collisions élastiques élevé, donc un processus de refroidissement rapide. Enfin, afin d'assurer le caractère non dissipatif du piège dipolaire, le taux initial de diffusion doit être le plus petit possible. Compte tenu de ces contraintes et en considérant une puissance $P = 15$ W, on a opté pour un col w_0 de 220 μm environ, ce qui nous donne, d'après (2.46), (2.47), (2.48) :

$$U_0 \simeq 46 \mu\text{K} \quad \nu_r \simeq 78 \text{ Hz} \quad \Gamma_{\text{max}} \simeq 0.5 \text{ s}^{-1} \quad \chi \simeq 14\% \quad (2.49)$$

2.1.3 Le potentiel total

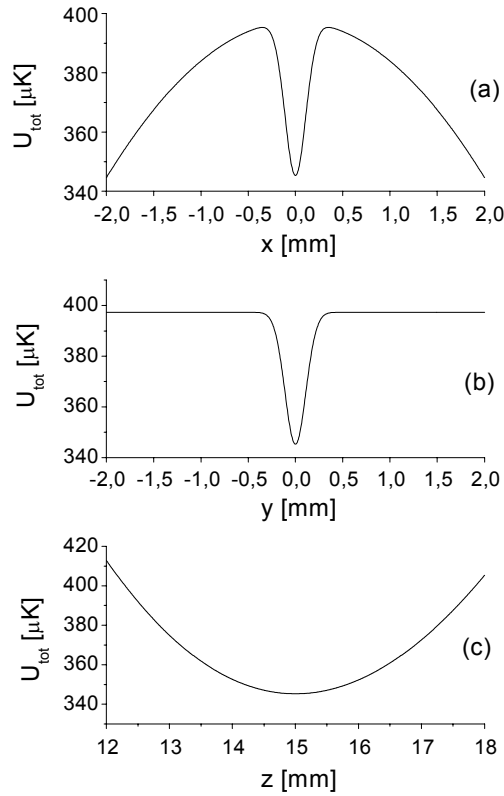


FIG. 2.9 – Représentation du potentiel total $U_{\text{tot}}(x, y, z)$ au voisinage de la position de piégeage $(0, 0, z_t)$. (a) $U_{\text{tot}}(x, 0, z_t)$ en fonction de x avec $z_t = 15$ mm. La partie répulsive de la courbe est due à l'existence d'une force magnétique expulsante suivant (Ox) . (b) $U_{\text{tot}}(0, y, z_t)$ en fonction de y . (c) $U_{\text{tot}}(0, 0, z_t)$ en fonction de z .

Le potentiel total que subit l'atome s'écrit finalement :

$$U_{tot}(x, y, z) = m_f g_f \mu_B \left\| \vec{B}(x, z) \right\| + Mgz + U_{dip}(x, y, z - z_t) \quad (2.50)$$

Le potentiel total est représenté sur la figure (2.9) au voisinage de la position de piégeage $(0, 0, z_t)$.

2.2 Le dispositif expérimental

Dans toute expérience visant à la condensation de Bose-Einstein, la qualité du vide est primordiale. La source d'atomes froids est préparée dans une enceinte où réside une pression relativement importante, due à la vapeur de césium. A cause de cette pression résiduelle, la réalisation d'un condensat ne peut pas être envisagée dans la même enceinte. En effet, un condensat doit être isolé de toute collision avec les particules du gaz résiduel, puisqu'une telle collision suffit à le détruire complètement. Il s'avère alors nécessaire de séparer la source d'atomes froids de la chambre d'expérience. Pour cela, nous utilisons un système à double enceinte [119]. D'autres techniques existent, parmi lesquelles on peut citer celle mettant en œuvre un jet atomique ralenti par un ralentisseur Zeeman [127]. Dans notre expérience, les atomes froids issus de la source sont transférés dans l'enceinte inférieure où règne un vide plus poussé.

Dans cette partie, nous présentons l'ensemble du dispositif expérimental servant à préparer l'échantillon d'atomes froids utilisé dans nos expériences, et les techniques utilisées pour le caractériser.

2.2.1 Le système à double enceinte

Le schéma global du dispositif est donné sur la figure 2.10. Dans l'enceinte supérieure (cellule 1 sur le schéma), un piège magnéto-optique (PMO1) est réalisé et chargé à partir d'une vapeur atomique de césium, dont la source, non représentée, se trouve dans un queusot en verre, à proximité du PMO1. Le flux d'atomes pénétrant dans la cellule est régulé grâce à une vanne. L'enceinte du haut est constitué d'un bloc en acier inoxydable, de forme octaédrique, comportant 8 hublots de 64 mm dont 6 servent à faire passer les faisceaux de piégeage, tandis que les deux derniers servent à recueillir le signal de fluorescence pour l'un (horizontal) et à faire passer le faisceau Nd :YAG pour l'autre (vertical). Il existe aussi deux autres hublots de 16 mm de diamètre, qui permettent le passage d'un faisceau sonde (non représenté sur la figure 2.10) servant à réaliser des mesures de temps de vol sur le PMO1. Une fois prérefroidis dans le PMO1, les atomes sont transférés par la gravité, dans la cellule inférieure (cellule 2 sur le schéma), où ils sont préparés en vue de la condensation. Cette cellule est une simple cellule en verre, de 5 cm de longueur, et terminée par un hublot pour laisser passer le laser Nd :YAG et le faisceau de polarisation (non représenté). En son centre, la cellule présente une section carrée de 1 cm de large. La fragilité de ce genre de cellules, notamment au niveau de la soudure verre-métal a durement été éprouvée au cours de ma thèse, puisque toute une série de cellules ont cassé. Dans cette cellule, débute le long travail menant à la condensation : les atomes, qui ont acquis de l'énergie au cours de leur chute, sont recapturés par un deuxième piège magnéto-optique (PMO2), avant d'être transférés dans le piège mixte situé à la même position.

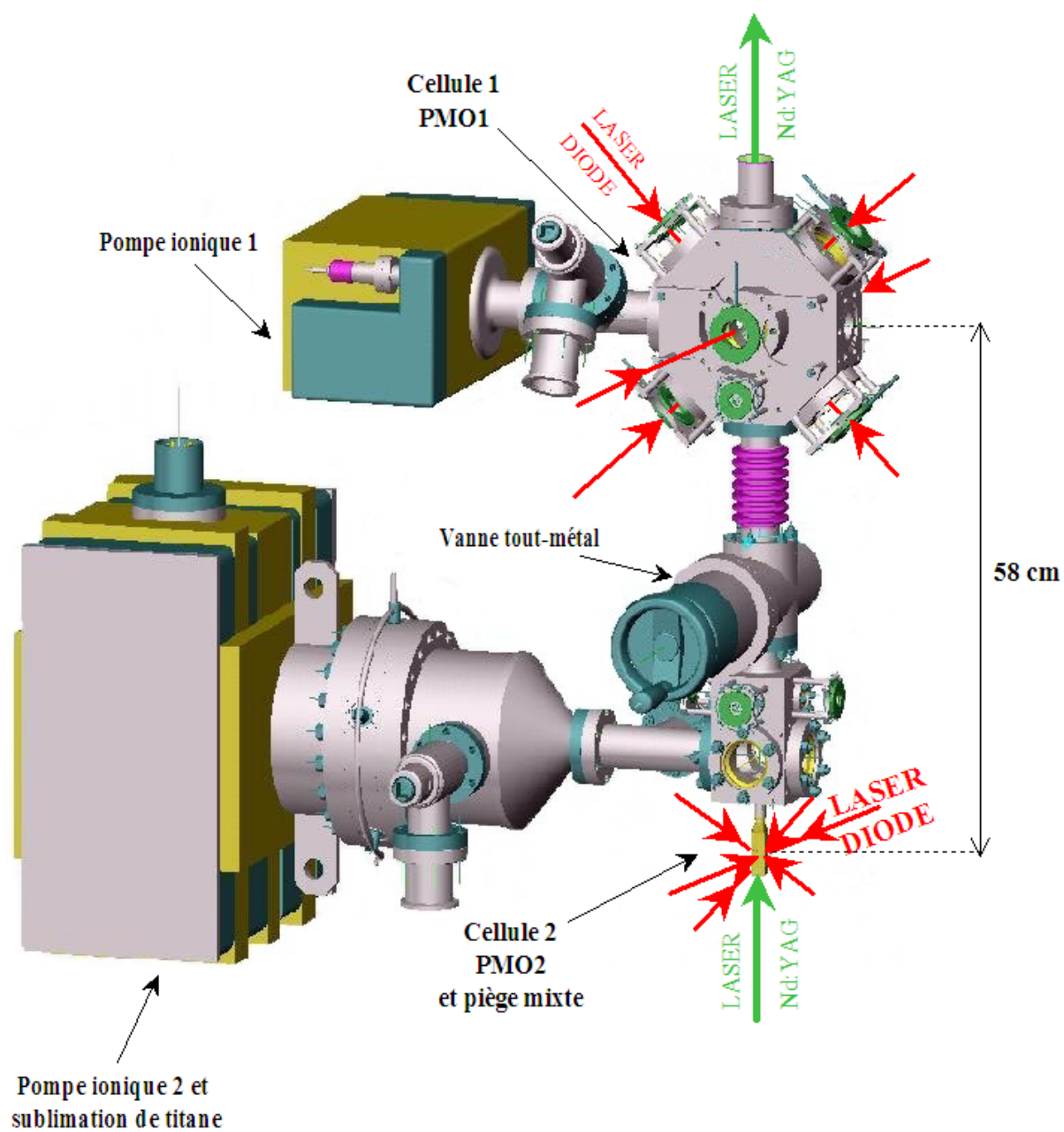


FIG. 2.10 – Montage ultra-vide à deux enceintes utilisé dans l'expérience.

2.2.2 Le système à vide

On trouvera une description complète du système à vide, des nombreux problèmes auxquels on a pu être confronté et des méthodes employées pour les résoudre dans la thèse de Salah Boussen [20]. De manière générale, l'obtention du vide fut peuplée d'obstacles que seule l'acquisition d'un cherche fuites performant a permis de surmonter.

Les deux enceintes placées l'une au-dessus de l'autre, sont séparées par un tube métallique de 10 cm de longueur et de diamètre inférieur à 7 mm, dont le rôle est de maintenir un vide différentiel entre les deux chambres. De plus, une vanne intercalée entre les deux enceintes (voir 2.10) permet d'isoler les deux enceintes l'une de l'autre. Chaque enceinte possède alors son propre système de pompage (voir figure 2.10).

L'enceinte supérieure est pompée par une pompe ionique Varian StarCell de 45 L/s. L'estimation du vide est déduite à la fois par la lecture du courant de ionisation de la pompe, et par celui d'une jauge ultra-vide Pirani. Dans les meilleures conditions, *i.e.* en l'absence de césium, on peut obtenir une pression de l'ordre de 10^{-10} Torr, qui se détériore pour atteindre 10^{-9} Torr une fois l'enceinte saturée en vapeur de césium.

L'enceinte inférieure est pompée par une pompe ionique Riber de 140 L/s, à laquelle on peut adjoindre un système de sublimation de titane, qui augmente la capacité de pompage à une valeur de 1000 L/s. Au cours d'un cycle de sublimation, un courant de 50 A est envoyé dans un filament de titane pendant 2 à 3 minutes. Le titane se dépose alors sur les parois, et les atomes du gaz résiduel se "collent" dessus. Le vide est contrôlé à la fois par le courant de pompe (pour des pressions inférieures à 1×10^{-9} Torr) et par une jauge ultra-vide Pirani, située à proximité de la pompe mais relativement loin de la cellule en verre. De ce fait, cette jauge affiche la valeur de la pression près de la pompe, et non celle au voisinage de la cellule. En l'absence complète de césium, cette valeur peut être inférieure à 10^{-10} Torr. Pour avoir une estimation réaliste du vide dans la cellule, on effectue une mesure de durée de vie du PMO2, qui dans le meilleur cas atteint 30 s, mais qui diminue assez vite en dessous de 10-15 s (dans des montages ultra-vides performants, cette durée de vie peut excéder la minute). A cause du petit diamètre du col de la cellule en verre, de l'ordre de 1 cm, et de l'éloignement de la pompe, la capacité de pompage dans cette cellule n'est pas optimale. Le vide qui y règne se dégrade assez vite après quelques journées de fonctionnement de l'expérience. Afin de maintenir le meilleur vide possible dans l'enceinte inférieure, il s'avère nécessaire de chauffer ses parois une à deux fois par mois environ et d'activer le dispositif de sublimation toutes les 20 heures environ.

2.2.3 Le montage optique

La figure 2.11 illustre les transitions de la raie D_2 de l'atome ^{133}Cs utilisées dans l'expérience pour la réalisation et la détection de l'échantillon d'atomes froids. Je passerai brièvement en revue les différents faisceaux et renvoie le lecteur avide de détails techniques à la thèse de Salah Boussen où tout le montage électronique et optique est explicité. Le schéma du montage optique permettant la génération des différents faisceaux est présenté sur les figures 2.12 et 2.13 : la figure 2.12 montre la création des faisceaux piégeant des PMO, ainsi que du faisceau sonde. Ces faisceaux sont générés à partir d'une diode laser dénommée "maître", alors que les faisceaux de repompeur et de polarisation sont issus d'une autre diode qualifiée de "repompeur" (voir figure 2.13).

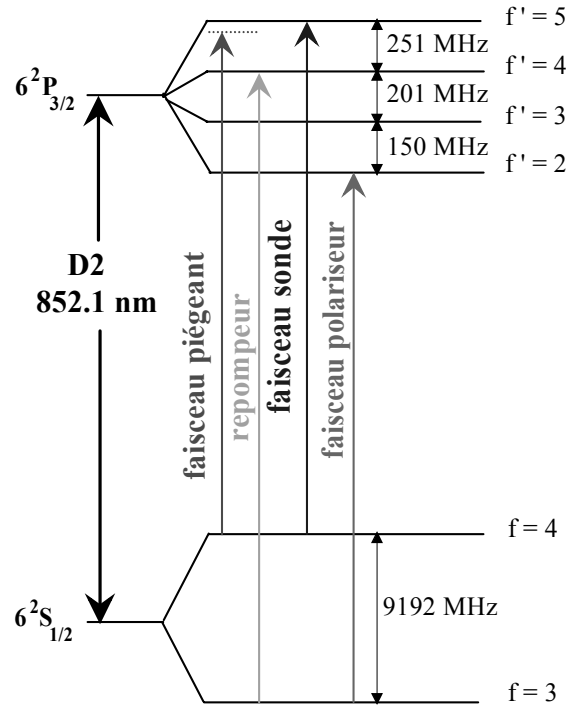


FIG. 2.11 – Structure hyperfine de la raie D₂ de l'atome ¹³³Cs. Les faisceaux utilisés pour le piège magnéto-optique sont le faisceau piègeant (désaccordé légèrement vers le rouge de la transition) et le faisceau repompeur. Les faisceaux sonde et d'imagerie servent à détecter et à caractériser l'échantillon d'atomes froids. Le faisceau polariseur sert au pompage optique des atomes dans le sous-état Zeeman $|f = 3, m_f = +3\rangle$.

2.2.3.1 Les faisceaux des PMO

Pour refroidir et piéger les atomes dans les PMO, deux fréquences optiques sont nécessaires : une présentant un désaccord $\delta < 0$ par rapport à la transition $6^2S_{1/2}(f = 4) \rightarrow 6^2P_{3/2}(f' = 5)$ (transition des faisceaux piègeant), l'autre en résonance avec la transition $6^2S_{1/2}(f = 3) \rightarrow 6^2P_{3/2}(f' = 4)$ (transition du faisceau repompeur).

Les faisceaux de piégeage proviennent de diodes laser montées en maître-esclave : une diode laser DBR (SDL 5712-H1) dite maître dont la largeur spectrale ($\simeq 3$ MHz) est inférieure à la largeur naturelle de la transition ($\Gamma/(2\pi) \simeq 5$ MHz) est asservie en fréquence sur la raie de croisement $(4 \rightarrow 4) \times (4 \rightarrow 5)$ grâce à un montage d'absorption saturée couplé à une détection synchrone. Cette diode injecte deux diodes lasers (SDL 5422-H1) de puissance 150 mW environ, dite esclaves. Chaque diode esclave génère les faisceaux pièges d'un PMO. La lumière laser issue de chacune des diodes esclaves est partagée en six faisceaux qui ont chacun une intensité et un désaccord δ que l'on fait varier au cours de la phase de mélasse⁵. Typiquement, pour le PMO1, l'intensité de chaque faisceau varie entre 7 et 3 mW/cm², et le désaccord entre -3Γ et -10Γ . Pour le PMO2, la plage d'intensité utilisée est la même, et le désaccord passe de -5Γ et -10Γ . Le contrôle de la fréquence des faisceaux piègeants est assuré par un modulateur acousto-optique de générateur à fréquence

⁵La phase de mélasse est explicitée dans le chapitre 4.

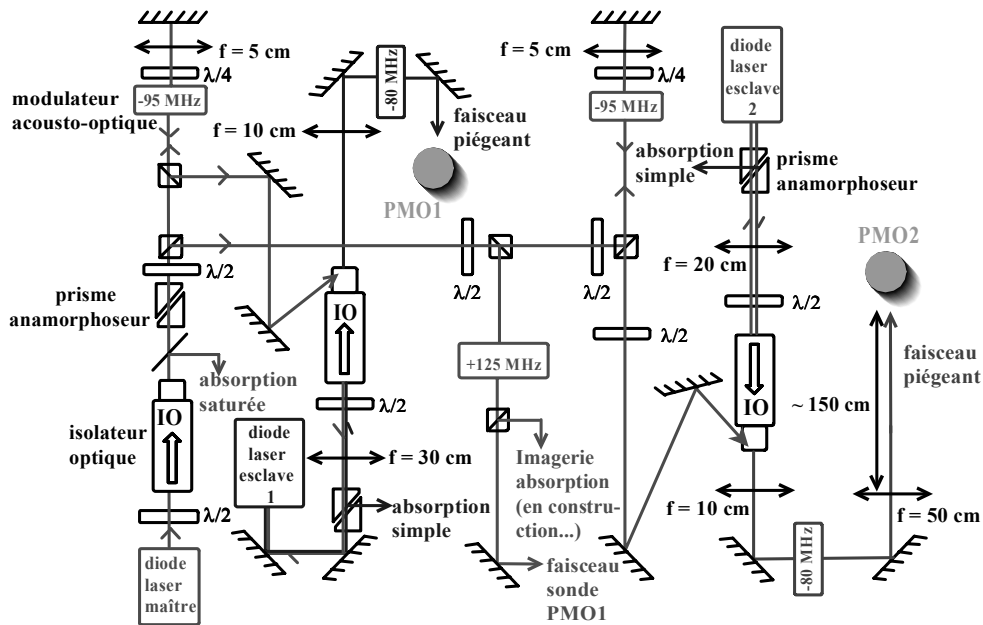


FIG. 2.12 – Schéma des faisceaux issus de la diode maître. Celle-ci injecte deux diodes lasers esclaves qui génèrent les faisceaux de piégeage des PMO, ainsi que les faisceaux sonde et d'imagerie.

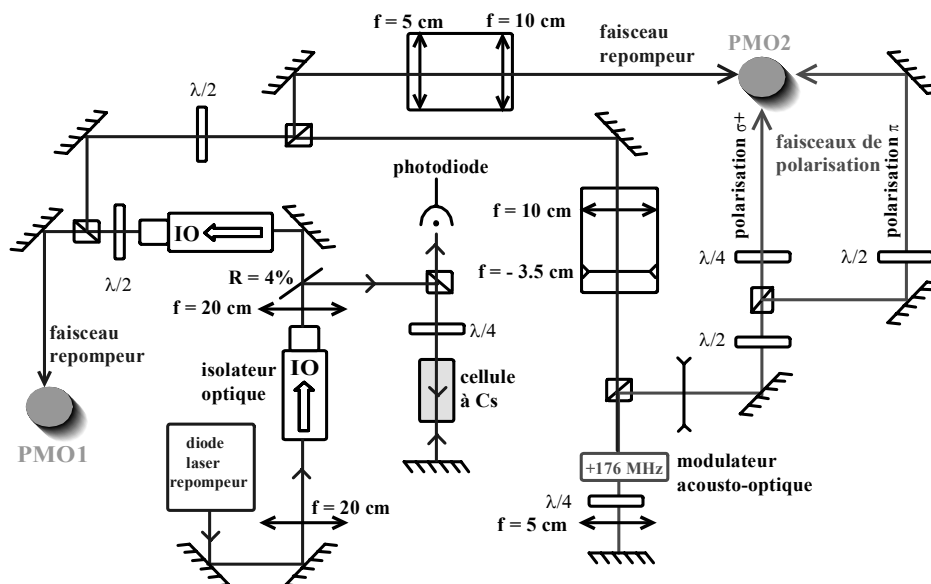


FIG. 2.13 – Schéma des faisceaux issus de la diode laser dite repompeur. Génération des faisceaux de repompeur pour les PMO et des faisceaux de polarisation σ^+ et π .

variable, type VCO⁶, dont la fréquence dépend de la tension appliquée. Celui de l'intensité des faisceaux se fait au moyen d'un amplificateur situé en sortie du VCO, dont la puissance peut être contrôlée par une tension analogique.

Les deux faisceaux de repompeur sont issus d'une diode laser DBR (SDL 5702-H1) de puissance de 70 mW environ, possédant une bonne finesse spectrale et asservie directement sur la transition $6^2S_{1/2}(f = 3) \rightarrow 6^2P_{3/2}(f' = 4)$.

2.2.3.2 Le faisceau sonde

Le faisceau sonde, qui sert principalement à l'analyse du nuage atomique issu du PMO1 est résonant avec la transition $6^2S_{1/2}(f = 4) \rightarrow 6^2P_{3/2}(f' = 5)$. Pour le générer, on envoie une partie de la lumière issue de la diode maître dans un modulateur acousto-optique contrôlé à 125 MHz, ce qui permet d'obtenir la fréquence associée à cette transition (voir figure 2.12).

2.2.3.3 Le faisceau de polarisation

Ce faisceau qui produit le pompage optique des atomes vers le sous-niveau Zeeman $|6^2S_{1/2}f = 3, m_f = +3\rangle$, est résonant avec la transition $6^2S_{1/2}(f = 3) \rightarrow 6^2P_{3/2}(f' = 2)$. Il existe en fait différentes possibilités pour polariser les atomes dans cet état-là, et celle que nous avons choisie correspondait au matériel dont on disposait (générateur et modulateur acousto-optique). La fréquence associée à cette transition est inférieure de 351 MHz à celle associée au repompeur. Pour produire cette fréquence, une partie de la lumière issue de la diode repompeur est envoyée en entrée d'un modulateur acousto-optique de fréquence de 176 MHz environ. Après un double passage dans le modulateur acousto-optique, on récupère une onde à la fréquence désirée. Il ne reste plus qu'à lui associer la bonne polarisation. La procédure de polarisation sera exposée en détail dans le prochain chapitre (chapitre 3).

2.2.4 Le système de pilotage

L'ensemble de l'expérience est piloté par un ordinateur qui utilise le système d'exploitation RTLinux (Real Time Linux). L'ordinateur permet de générer toutes les séquences temporelles de l'expérience, à partir de deux cartes Computerboard, couplées à des programmes de gestion écrits en langage C. La première carte, PCI DIO 48 H, comporte 48 entrées/sorties TTL ainsi que 15 compteurs. On utilise essentiellement les sorties TTL qui permettent d'activer ou de désactiver les différents instruments suivants : les relais statiques (CRYDOM 40A-100V) qui permettent de couper et d'établir les courants dans les bobines utilisées (bobine de gradient de champ magnétique pour les PMO, bobine du piège mixte), les "drivers" des modulateurs acousto-optiques associés aux faisceaux de piégeage des PMO (le signal TTL permet de commander l'oscillation du quartz à 80 MHz et donc d'éteindre et d'allumer les faisceaux de piégeage), les relais statiques commandant des obturateurs mécaniques (qui contrôlent l'extinction et l'allumage du repompeur et du faisceau polariseur), la caméra CCD qui est déclenchée par un signal TTL, et l'obturateur mécanique du laser Nd :YAG. La deuxième carte, PCI DDA 0816, possède 8 sorties analogiques de 16 bits chacune. Ces sorties sont utilisées pour faire varier les fréquences et les intensités des faisceaux de piégeage des PMO

⁶Les "drivers" des modulateurs acousto-optiques utilisés dans l'expérience ont été conçus par notre équipe. On peut trouver le schéma du dispositif électronique en annexe de la thèse de S. Boussen [20].

lors des phases de mélasse, via les VCO des modulateurs acousto-optiques. Les autres sorties sont destinées aux contrôles de la valeur du champ magnétique \vec{B}_0 , de l'intensité du faisceau polariseur, de la valeur du gradient de champ magnétique du PMO2 (on effectue une phase de compression avant de transférer les atomes dans le piège mixte) et de l'intensité du faisceau Nd :YAG (ceci est réalisé au moyen d'un cube séparateur couplé à une lame $\lambda/2$ dont la rotation est commandée par un servomoteur)

La séquence temporelle des événements est enregistrée dans un fichier, qui est ensuite lu par le programme principal. L'utilisation du système RTLinux permet d'exécuter la séquence indépendamment de toutes les tâches effectuées par l'ordinateur, avec des fluctuations inférieures à 20 μs .

2.2.5 Le système d'imagerie et de détection

2.2.5.1 Fluorescence

Cette technique d'imagerie consiste à recueillir sur un photodétecteur le signal de fluorescence émis par le nuage atomique, au moyen d'une lentille ou d'un objectif. Cette méthode convient parfaitement à l'observation d'un nuage confiné dans un piège magnéto-optique, car les atomes piégés sont toujours éclairés et émettent en permanence un signal d'émission spontanée. Ceci nous permet d'avoir accès aux caractéristiques principales du nuage atomique, comme le nombre d'atomes, sa taille, sa densité.

Les détecteurs utilisés

On dispose actuellement de deux types de photodétecteurs : une photodiode et une caméra CCD. Une photodiode, qu'on a pris soin de calibrer auparavant, est destinée à recevoir le signal de fluorescence issu des atomes du PMO1. De cette mesure, on peut en déduire le nombre d'atomes. L'avantage d'utiliser une photodiode est que l'on peut suivre l'évolution en temps du nombre d'atomes, de manière très aisée, sur un oscilloscope. On peut aussi grâce à cette photodiode contrôler le temps de chargement et la durée de vie du PMO1, grandeurs qui renseignent sur la qualité du vide dans l'enceinte supérieure. Quant à la caméra CCD, celle qu'on utilisait jusqu'à présent, est une caméra SONY (série XC-8500CE), standard, de matrice 782×582 pixels, présentant un rapport signal sur bruit de 58 dB, et une sensibilité de 400 lux. Elle nous sert principalement à la détection des atomes dans la cellule inférieure : PMO2, puis piège mixte. Cette caméra, pilotée par une carte MATROX Météor II MC, est déclenchée par un signal TTL extérieur et a un temps d'exposition variable. L'acquisition et l'enregistrement des images peut se faire par l'intermédiaire d'un programme écrit par nous-mêmes en langage C. On réalise l'image du nuage atomique situé dans la cellule en verre, sur le capteur CCD de la caméra, avec un grandissement de l'ordre de 0.5 (un pixel de $8 \times 8 \mu\text{m}^2$ de taille représente approximativement une région de $16 \times 16 \mu\text{m}^2$). Nous avons calibré la réponse du capteur CCD (nombre de coups) en fonction de la puissance lumineuse reçue, pour nous permettre de mesurer le nombre d'atomes. En plus de cette grandeur, on peut directement avoir accès aux dimensions du nuage, ainsi qu'à la densité.

Procédure

Si l'imagerie de fluorescence s'avère être très appropriée pour le PMO, elle devient plus difficile à utiliser pour imager un nuage d'atomes confiné dans un piège optique, non dissipatif, ou dans notre piège mixte. Pour cela, les atomes initialement polarisés dans le sous-niveau Zeeman

$|6^2S_{1/2}f = 3, m_f = +3\rangle$, sont repompés dans l'état $6^2S_{1/2}(f = 4)$, ceci se faisant en coupant la lumière du repompneur 1 ms avant de faire l'image. Nous éclairons ensuite l'échantillon atomique par un flash de lumière très proche de la résonance $6^2S_{1/2}(f = 4) \rightarrow 6^2P_{3/2}(f' = 5)$. Cette lumière est obtenue par les six faisceaux de piégeage du PMO, dont on fixe le désaccord à $\delta = -1\Gamma$. Afin de chauffer le moins possible le nuage du fait de la pression de radiation exercée par le flash, le temps d'exposition de la caméra doit être minimisé. Dans notre expérience, il vaut typiquement 2 ms. Pour des durées d'exposition inférieures à cette valeur, les atomes dans le piège mixte sont difficilement détectables, ce qui empêche toute mesure quantitative. Pour une durée de 2 ms, le rapport signal sur bruit s'avère suffisant jusqu'à 1s environ après le chargement du piège mixte. Par contre, il devient insuffisant pour des temps plus longs.

Chauffage induit par le flash lumineux

Le chauffage induit par ce flash résulte de fluctuations dues à l'émission spontanée et à l'absorption, ce qui se traduit, suivant une dimension, par une marche au hasard dans l'espace des vitesses :

$$\frac{d(\sigma_v^2)}{dt} = 2\frac{\Gamma}{2s+1} s (v_{rec})^2 \quad (2.51)$$

Dans l'expression précédente, σ_v^2 désigne le carré de la vitesse quadratique moyenne, s est le paramètre de saturation défini par $s = \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4}$ ($s \sim 3$ par paire de faisceaux) où $\Omega = \sqrt{\frac{I}{2I_{sat}}}\Gamma$ est la fréquence de Rabi, et v_{rec} représente la vitesse de recul après absorption ou émission d'un photon issu du flash lumineux ($v_{rec} \simeq 3.5$ mm/s). Dans notre expérience, le taux de chauffage correspondant $\frac{dT}{dt} = 2\frac{\Gamma}{2s+1} T_{rec}$ est estimé à 5 K.s^{-1} . Au bout de 2 ms d'exposition, le chauffage produit est de l'ordre de 10 mK, ce qui est loin d'être négligeable. La présence du flash pendant 2 ms perturbe de manière importante le nuage. Avec un tel chauffage, les mesures concernant la taille du nuage ne peuvent pas être exploitées de manière quantitative. A ce stade, la mise en place de l'imagerie par absorption devient nécessaire. Cette méthode d'imagerie est très sensible dans la mesure où elle permet de recueillir sur le détecteur 100 % du signal contenant l'information (c'est-à-dire la totalité du faisceau sonde après sa traversée du nuage atomique). En revanche, dans le cas de l'imagerie par fluorescence, le détecteur ne reçoit qu'une partie du signal, celle comprise dans son angle solide. L'imagerie par absorption permet en général l'utilisation d'un temps de pose court (de l'ordre de 50 μs), et d'un faisceau sonde peu intense (loin de la saturation). Elle permettra donc de s'affranchir des problèmes de chauffage évoqués dans ce paragraphe.

2.2.5.2 Absorption

Le montage d'absorption est en cours de développement. Cette technique avait été déjà tentée au cours de ma thèse, mais n'avait pas donné de résultats probants, à cause notamment du manque de sensibilité de la caméra SONY, et de la mauvaise qualité optique de la cellule de l'époque. Nous avons donc temporairement renoncé à utiliser cette technique. Elle est de nouveau d'actualité puisque l'on vient d'acquérir une caméra de très grande sensibilité (marque ANDOR Technology), capable d'être refroidie, et possédant un capteur CCD de type MARCONI CCD57-10. L'imagerie par absorption se fera en repompant d'abord les atomes dans l'état $6^2S_{1/2}(f = 4)$. Un faisceau résonant avec la transition cyclique $6^2S_{1/2}(f = 4) \rightarrow 6^2P_{3/2}(f' = 5)$, prélevé sur le faisceau sonde (voir figure 2.12), sera ensuite envoyé, via une fibre optique, sur l'échantillon atomique.

2.2.5.3 Temps de vol

Pour mesurer la température de l'échantillon atomique issu d'un des PMO ou du piège mixte, on a recours à la technique usuelle de temps de vol [138] dont le principe est le suivant : à $t = 0$, on laisse tomber les atomes en coupant le dispositif de piégeage. Lors de la chute libre, le nuage s'étend dans les trois directions de l'espace, en fonction de la température dans chacune de ces directions. En effet, la largeur du nuage à l'instant t est directement relié à la largeur de sa distribution en vitesses [170, 100] par $\sigma^2(t) = \sigma_0^2 + \sigma_v^2 t^2$, où σ_0 et $\sigma(t)$ représentent les $1/2$ largeurs à $1/\sqrt{e}$ de la distribution en position supposée gaussienne, respectivement à $t = 0$ et à un instant t quelconque. La pente de cette droite, σ_v^2 , carré de la vitesse quadratique moyenne, est directement reliée à la température, dans le cas d'une distribution en vitesses de Maxwell-Boltzmann par $\sigma_v^2 = k_B T/M$. De la mesure de la largeur du nuage à différents instants, on peut donc avoir accès à la température de l'échantillon.

Dans notre montage, on a recours à deux méthodes différentes de mesure. La première, utilisée dans la cellule haute, consiste à sonder le nuage à un seul instant t . Pour cela, on envoie le faisceau sonde, résonant avec la transition $6^2S_{1/2}(f = 4) \rightarrow 6^2P_{3/2}(f' = 5)$, (figures 2.11, 2.12) 7 cm sous la position du PMO1. Les atomes, une fois lâchés, traversent et absorbent le faisceau sonde. Une photodiode détecte le signal d'absorption, qui est ensuite visualisé sur un oscilloscope, et acquis grâce à une liaison GPIB. De la demi-largeur, temporelle, à $1/\sqrt{e}$ du signal observé, on peut en déduire la température. La deuxième méthode, utilisée dans la cellule basse, consiste à prendre une série d'images du nuage en pleine expansion, avec la caméra CCD. La figure 2.14 montre une série de photographies entre 5 ms et 25 ms après extinction du PMO2. Une milliseconde avant de prendre l'image, les faisceaux de piégeage sont rallumés et décalés en fréquence pour être quasi résonants avec la transition $6^2S_{1/2}(f = 4) \rightarrow 6^2P_{3/2}(f' = 5)$. De chaque image, nous pouvons déduire la structure spatiale du nuage aux différents instants, et déterminer la température par les formules précédentes.

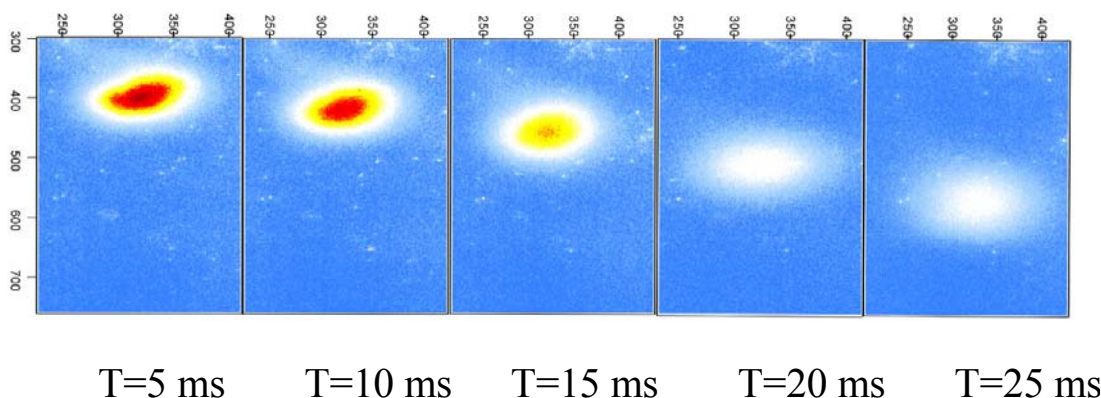


FIG. 2.14 – Série d'images prises entre 5 ms et 25 ms après l'extinction des faisceaux de piégeage du PMO2 montrant l'expansion ballistique du nuage atomique. Sous l'effet de sa propre température, le nuage s'étale au cours du temps.

2.3 Simulation numérique du refroidissement évaporatif

La méthode de refroidissement évaporatif, qui a été mentionnée dans le chapitre 1, est une technique très performante de refroidissement qui repose sur deux aspects : l'évaporation sélective des atomes les plus chauds, à savoir ceux qui ont une énergie supérieure à l'énergie moyenne des atomes, et les mécanismes de thermalisation sous l'effet des collisions élastiques. Cette technique qui permet d'atteindre des températures bien inférieures à la température de recul et d'augmenter la densité dans l'espace des phases, a été initialement proposée en 1986 pour atteindre la transition CBE pour l'atome d'hydrogène [83, 156]. Depuis, cette méthode a largement fait ses preuves, puisqu'elle a permis de donner naissance à tous les condensats issus d'un gaz connus à ce jour.

2.3.1 Piège mixte : vers un refroidissement évaporatif micro-onde

2.3.1.1 Transitions micro-onde

Dans notre expérience, le nuage d'atomes est polarisé et piégé dans l'état Zeeman $|f = 3, m_f = +3\rangle$, ce qui permet d'envisager un refroidissement évaporatif utilisant une onde radiofréquence (\sim MHz) ou micro-onde (\sim GHz). En présence d'une telle onde, les atomes dans l'état fondamental $6^2S_{1/2}$ peuvent subir à une certaine position de l'espace, des transitions dipolaires magnétiques vérifiant $\Delta f = 0, \pm 1$ et $\Delta m_f = 0, \pm 1$. Les états Zeeman du niveau hyperfin $f = 4$ accessibles par ces transitions, sont attirés vers les champs magnétiques faibles ("low field seeker state") et par conséquent, ne sont pas susceptibles d'être piégés à la position de piégeage $(0, 0, z_t)$. Ces états sont donc particulièrement intéressants dans notre configuration de piégeage, d'autant plus que nous disposons d'un générateur capable de générer les fréquences associées à ces transitions, qui sont supérieures à 9 GHz (domaine micro-onde). Le refroidissement évaporatif réalisé à partir d'ondes de cette gamme de fréquences est dit refroidissement micro-onde.

2.3.1.2 Évaporation sélective suivant (Oz)

Dans notre dispositif expérimental, la force magnétique permet de confiner les atomes uniquement suivant la direction (Oz). Par conséquent, la sélection des atomes les plus chauds ne peut être effectuée que suivant cette direction. Ainsi, dans notre expérience, les atomes chauds sont sélectionnés suivant leur altitude. Une fois transférés vers un des états $m_f = +2, +3, +4$ du niveau hyperfin $f = 4$, ces atomes s'éloignent de l'altitude de piégeage $z = z_t$ et quittent la zone de piégeage suivant l'axe vertical, puisque le potentiel reste attractif suivant les directions (Ox) et (Oy).

2.3.1.3 Surfaces d'évaporation : un plan horizontal

Dans ce cas, la surface d'évaporation (voir formule (1.4) du chapitre 1), qui définit l'ensemble des points où l'onde micro-onde de fréquence $\frac{\omega_{rf}}{2\pi}$ est résonante avec la transition $|f = 3, m_f = +3\rangle \rightarrow |f = 4, m_{f=4} = +2, +3, +4\rangle$, est donnée par :

$$\hbar\omega_{rf} \simeq h \times 9.192 \text{ GHz} + |g_f| \mu_B |B(0, z)| (m_{f=4} + m_f) \quad (2.52)$$

où $|g_f| = |g_{f=3}| = |g_{f=4}| = 0.25$.

Dans notre expérience, du fait de la gravité, le piégeage est réalisé à l'altitude $z = z_t$ pour laquelle $\left. \frac{\partial |B(0, z)|}{\partial z} \right|_{z=z_t} \simeq 31 \text{ G/cm}$. Au voisinage de cette position, le champ $B(0, z)$ est quasi-linéaire (voir

figure 2.15). Par conséquent, une onde de fréquence $\frac{\omega_{rf}}{2\pi}$ n'est résonante qu'à une certaine altitude z , vérifiant la relation (2.52). En d'autres termes, dans notre configuration de piégeage, la surface d'évaporation est un plan horizontal⁷ et le piège ne peut être vidé qu'à une seule altitude.

Pour vider le piège à deux altitudes symétriques par rapport à $z = z_t$, l'emploi de deux fréquences micro-onde est nécessaire. Le générateur micro-onde dont nous disposons peut générer deux rampes de fréquences différentes, ce qui permet d'envisager avantageusement une évaporation symétrique en position, par rapport au minimum de potentiel.

La figure 2.15 illustre le refroidissement évaporatif micro-onde d'atomes initialement dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ et transférés vers $|f = 4, m_f = +4\rangle$ (partie de gauche). La fréquence de l'onde micro-onde $\frac{\omega_{rf}}{2\pi}$ satisfaisant la relation (2.52) varie linéairement en z , montrant ainsi que la condition de résonance (2.52) n'est vérifiée qu'à une altitude particulière.

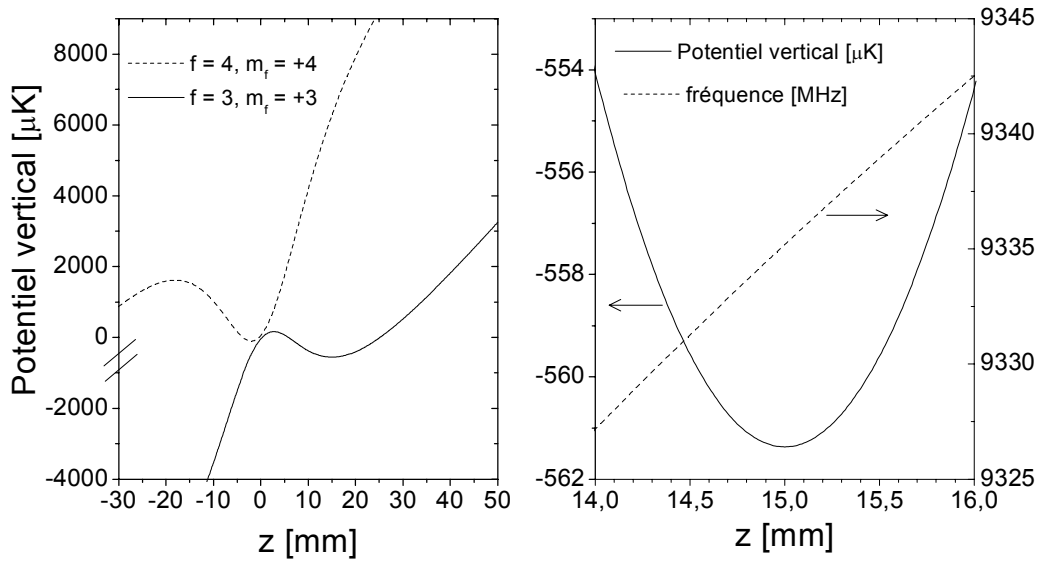


FIG. 2.15 – Exemple de refroidissement évaporatif micro-onde dans notre configuration de piégeage. Les atomes chauds dans l'état $f = 3, m_f = +3$ sont transférés vers l'état $f = 4, m_f = +4$ à l'altitude z satisfaisant la relation (2.52). Sur le graphe de droite, ont été représentés en fonction de z , la fréquence $\frac{\omega_{rf}}{2\pi}$ de l'onde résonante (échelle des ordonnées à droite, cf flèche de droite) et le potentiel vertical (échelle des ordonnées à gauche, cf flèche de gauche).

2.3.2 Problématique : dimensionalité de l'évaporation.

Le but de ce paragraphe est de définir la dimension du mécanisme d'évaporation, d'un point de vue conceptuel d'abord (voir 2.3.2.1) et d'un point de vue plus pratique (voir 2.3.2.2) en considérant l'effet des collisions élastiques. Plusieurs concepts sont utiles, voire nécessaires pour mieux appréhender cette notion, importante dans le contexte du refroidissement évaporatif. Nous introduirons en particulier les concepts antinomiques de séparabilité des potentiels et d'ergodicité, sur lesquelles repose la discussion.

⁷Dans le cas d'une évaporation (3D), les surfaces d'évaporation sont des ellipsoïdes. Cette situation est rencontrée dans les pièges magnétiques type Ioffe-Pritchard, lorsque l'effet de la gravité est négligeable [96].

2.3.2.1 Dimensionnalité de l'évaporation

Comme mentionné plus haut, le refroidissement évaporatif repose sur l'évaporation sélective des particules énergétiques, *i.e.* celles qui ont une énergie très supérieure à l'énergie moyenne des atomes. Cette sélection peut être réalisée à partir de l'énergie totale E ou à partir de l'énergie suivant une direction particulière du mouvement, par exemple E_z , si la direction concernée est (Oz) . Suivant les directions du mouvement intervenant dans le processus d'évaporation, la dimension de l'évaporation ne sera pas la même [96].

L'évaporation est dite à une dimension (1D) si le critère de sélection est défini par $E_z > \eta k_B T$, à deux dimensions (2D) si $E_x + E_y > \eta k_B T$, à trois dimensions (3D) si $E > \eta k_B T$ (T étant la température moyenne des atomes).

Potentiel séparable

La discussion précédente n'est fondée que si on peut définir les énergies E_x , E_y , E_z . Pour cela, le potentiel de piégeage doit être séparable suivant les trois directions du mouvement et doit s'écrire $U(x, y, z) = U_x(x) + U_y(y) + U_z(z)$. En général, on peut montrer que tout potentiel séparable peut se mettre sous la forme [10] :

$$U(x, y, z) = \left(\frac{x}{\lambda_x}\right)^{1/\delta_x} + \left(\frac{y}{\lambda_y}\right)^{1/\delta_y} + \left(\frac{z}{\lambda_z}\right)^{1/\delta_z} \quad (2.53)$$

où λ_x définit la longueur caractéristique suivant la direction (Ox) , et δ_x représente la loi de puissance du potentiel dans la même direction. Le potentiel harmonique 3D est un exemple de potentiel séparable puisqu'il s'écrit $U_{\text{harm}}(x, y, z) = \frac{1}{2}M\omega_x^2 x^2 + \frac{1}{2}M\omega_y^2 y^2 + \frac{1}{2}M\omega_z^2 z^2$ ($\delta_x = \delta_y = \delta_z = \frac{1}{2}$ et $\lambda_{x,y,z} = \omega_{x,y,z}^{-1} \sqrt{2/M}$).

Dans un potentiel séparable, les degrés de liberté ne se couplent pas en l'absence d'interactions entre les particules. Dans un tel potentiel, la dimension de l'évaporation est égale à la dimension de la surface d'évaporation (*i.e.* de sélection).

Trajectoire ergodique (évaporation 3D)

Le mouvement d'une particule dans le potentiel piégeant $U(\vec{r})$ est dit ergodique si en tout point d'une surface d'énergie $E = H(\vec{r}, \vec{p})$ où $H(\vec{r}, \vec{p}) = \frac{\vec{p}^2}{2M} + U(\vec{r})$, la fonction de distribution dans l'espace des phases $f(\vec{r}, \vec{p})$ a la même valeur $f(E)$. Au bout d'un temps suffisamment long, la particule aura exploré uniformément tous les points de la surface d'énergie E .

Un tel mouvement est possible si il y a un couplage important entre les degrés de liberté, comme celui qui existe "naturellement" dans un potentiel $U(\vec{r})$ non séparable⁸, ou comme celui qui résulte des interactions avec les autres particules. Ce point sera explicité dans le prochain paragraphe.

Finalement, dans le cas d'une trajectoire ergodique, on ne peut pas définir d'énergies E_x , E_y , E_z suivant (Ox) , (Oy) , (Oz) ; seule l'énergie totale E a un sens. Dans cette situation, le critère de sélection implique l'énergie totale E , ce qui conduit à une évaporation (3D).

⁸Pour un tel potentiel, il existe un couplage "naturel" entre les degrés de liberté, dû à la présence de termes en xy , yz , x^2y^2 , x^2z^2 , y^2z^2 ,... dans l'expression du potentiel piégeant $U(\vec{r})$. Ces termes s'interprètent comme une dépendance de la fréquence horizontale (resp. verticale) avec la position verticale (resp. horizontale).

2.3.2.2 Le temps de thermalisation t_{therm} et le temps entre deux collisions élastiques t_{el}

En général, la trajectoire d'une particule isolée n'est jamais parfaitement ergodique dans les potentiels utilisés et son mouvement est limité à certaines zones de la surface E . Cependant, au bout d'un certain temps, les interactions entre les particules rendent le mouvement suffisamment ergodique, pour qu'on puisse le considérer comme tel. On définit alors le temps de thermalisation du système (appelé aussi temps de relaxation, d'ergodicité) t_{therm} , comme le temps au bout duquel la trajectoire des particules peut être considérée ergodique. En d'autres termes, c'est le temps au bout duquel les mouvements horizontaux et verticaux se couplent. En pratique, le temps t_{therm} , peut être mesuré à partir d'expériences de relaxation : à l'issue d'un refroidissement (ou d'un chauffage) suivant une direction, le nuage atomique hors équilibre thermodynamique, relaxe vers un équilibre thermodynamique (la température devient alors égale dans les trois directions). Le temps de thermalisation t_{therm} est alors obtenu par un ajustement exponentiel des courbes d'évolution temporelle de la température suivant la relation : $1/t_{therm} \equiv \frac{1}{T_{eq}} \frac{d}{dt}(T_i - T_{eq})$ où T_{eq} est la température moyenne de $T_x, T_y,$ et T_z et l'indice i se réfère à une des directions x, y, z [118].

Dans le contexte du refroidissement évaporatif, le temps t_{therm} doit être comparé au temps entre deux collisions élastiques $t_{el} \equiv 1/(\sqrt{2}\bar{n}\sigma\bar{v})$ (\bar{n} étant la densité atomique moyenne, σ la section efficace de collisions élastiques, et $\bar{v} \equiv \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi M}}$, la vitesse moyenne). Les deux cas suivants peuvent alors se présenter.

$t_{therm} \gtrsim t_{el}$:

Dans cette situation, la thermalisation du système est assurée par les collisions élastiques. Entre deux collisions élastiques, les degrés de liberté n'ont pas eu le temps de se coupler. Sur cette échelle de temps, le potentiel de piégeage peut être considéré séparable. Dans ce cas, la dimension de l'évaporation dépend de la direction suivant laquelle la sélection des atomes énergétiques est réalisée : par exemple, dans le cas d'une sélection suivant (Oz), le critère d'évaporation repose sur l'énergie suivant (Oz) E_z et l'évaporation est à 1D.

En pratique, cette situation est rencontrée dans la plupart des pièges : en général, le temps de thermalisation observé vaut typiquement quelques secondes, alors que le temps t_{el} peut varier entre la milliseconde et la seconde⁹.

$t_{therm} < t_{el}$:

Dans cette situation, la thermalisation est due à l'ergodicité "naturelle" des trajectoires dans le piège (potentiel non séparable), et non plus aux collisions élastiques. Entre deux collisions élastiques, les mouvements horizontaux et verticaux ont eu le temps de se coupler. Le critère d'évaporation est alors défini à partir de l'énergie totale E , ce qui conduit à une évaporation 3D, indépendante de la dimension de la surface de sélection.

⁹Pour des atomes de césium piégés dans un piège magnétique type baseball, Monroe *et al.* [118] ont mesuré un temps de thermalisation $t_{therm} \simeq 2.7t_{el}$, ce qui a été confirmé numériquement [121, 174].

2.3.2.3 Efficacité d'une évaporation 1D. L'histoire de la CBE de l'atome d'hydrogène

Le cas 1D est le plus défavorable pour le processus d'évaporation, puisqu'il a été démontré que l'efficacité d'un processus à 1D est diminuée d'un facteur 4η (η est compris typiquement entre 5 et 10) par rapport à celle d'un processus 3D [147]. Cette perte d'efficacité a été complètement réhibitoire pour l'obtention d'un condensat d'hydrogène, à partir de la technique de refroidissement utilisant le "point selle" du potentiel (saddle point) [112, 83, 65].

Dans cette expérience, les atomes étaient piégés dans un piège de type Ioffe-Pritchard long suivant l'axe (Oz) et l'évaporation était réalisée en abaissant les bords du potentiel de piégeage uniquement suivant (Oz). Par conséquent, les atomes ne pouvaient s'échapper que par le bord du puits (point selle) suivant cette direction. Cette technique d'évaporation repose sur une sélection 1D des atomes, cette sélection se faisant suivant (Oz). Aux énergies élevées, le couplage entre les degrés de liberté radial et axial était suffisamment rapide pour mener à une évaporation 3D. En revanche, aux basses énergies, le temps de couplage t_{therm} était supérieur au temps t_{el} , et le couplage des degrés de liberté n'était pas réalisé entre deux collisions élastiques, conduisant à une évaporation 1D. Ce phénomène a bloqué le processus d'évaporation [128], avant que la transition CBE ne soit franchie. L'utilisation de la technique d'évaporation rf a permis de contourner cet obstacle dû à la dimensionalité de l'évaporation, puisque dans un piège Ioffe-Pritchard, elle conduit à une évaporation 3D (pour l'atome d'hydrogène, l'effet de la gravité est négligeable). Grâce à elle, l'histoire de la CBE de l'atome d'hydrogène a connu un heureux dénouement en 1998 [63].

2.3.2.4 Conclusion

Dans notre dispositif de piégeage, on envisage de sélectionner les atomes énergétiques suivant une seule direction, comme dans l'expérience sur l'atome d'hydrogène. Au vu de cette dernière, il est légitime de s'interroger sur l'efficacité d'un processus d'évaporation 1D pour mener au condensat, dans notre expérience.

Toutefois, il serait maladroit de dresser une analogie trop hâtive entre les processus d'évaporation dans ces deux situations : les paramètres collisionnels de ces deux atomes et les processus de pertes sont complètement différents. En effet, l'hydrogène possède une longueur de diffusion très faible $a \simeq 0.0648 \text{ nm} \simeq 1.296 a_0$ [87] correspondant à une section efficace de collisions élastiques $\sigma \simeq 1.06 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$. Cette section, de trois ordres de grandeur environ plus petite que celle des autres atomes alcalins métalliques, conduit à un taux d'évaporation diminué du même facteur (l'efficacité d'évaporation repose sur les collisions élastiques). Par ailleurs, les pertes pour l'hydrogène étaient principalement dues aux collisions inélastiques dipolaires et elles ont contribué à ralentir le refroidissement évaporatif.

Dans le cas de l'atome de césium dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$, le contrôle de la longueur de diffusion peut être réalisé entre 0 et $1000 a_0$ typiquement, par modification du champ magnétique. De plus, dans notre expérience où seuls les atomes dans l'état Zeeman de plus basse énergie $|f = 3, m_f = +3\rangle$ sont piégés, on s'attend à ce que les pertes soient principalement dues aux collisions avec les atomes du gaz résiduel à 300 K *i.e.* au vide, aux collisions à trois corps au régime des fortes densités, et au taux d'absorption résiduelle des photons du laser Nd :YAG, provoquant une source de chauffage de l'ordre de l'énergie de recul dans le domaine des faibles températures.

Les paragraphes suivants sont consacrés à une étude numérique sur le refroidissement évaporatif

1D dans notre piège. L'objet de cette étude est d'orienter la stratégie future de refroidissement : on souhaite déterminer un chemin qui mènerait à la CBE le plus rapidement possible, compte tenu de la durée de vie finie du piège (limitée à ce stade par le vide).

2.3.3 Calcul analytique du refroidissement évaporatif à 1D

Dans un premier temps, la dynamique du gaz soumis à une évaporation 1D peut être étudiée à partir de la résolution analytique de l'équation de Boltzman classique. Le cas de l'évaporation 3D a largement été traité dans le passé, pour que je ne l'explique pas ici et je renvoie le lecteur intéressé aux nombreuses références [109, 165, 84, 31, 73]. Je me contenterai de rappeler les hypothèses sur lesquelles repose le modèle analytique utilisé ici, pour le cas 1D. Le résolution complète dans le cas 1D, inspirée des calculs [147, 128], est détaillé dans la référence [20].

2.3.3.1 Les hypothèses du calcul analytique

Les hypothèses sur lesquelles reposent le calcul analytique sont les suivantes :

- On considère un gaz de bosons, bien en-deçà de la transition CBE : les atomes ont un mouvement classique dans le domaine de températures vérifiant $k_B T \gg \hbar\omega$, et sont bien représentés statistiquement par un gaz de Boltzman, lorsque $n\Lambda^3 \ll 1$, où n est la densité et $\Lambda = \frac{h}{\sqrt{2\pi M k_B T}}$ est la longueur d'onde thermique de de Broglie.

- On considère uniquement les interactions en onde s, à la limite des très faibles températures. Dans ce régime, la section efficace de collisions élastiques est indépendante de l'énergie et s'écrit $\sigma = 8\pi a^2$, où a est la longueur de diffusion. En toute rigueur, dans le cas du césium, cette hypothèse est vérifiée sur le domaine $a \lesssim 1000 a_0$ pour des températures très faibles inférieures à 100 nK environ (voir chapitre 3).

- On se place dans le cas d'un processus d'évaporation forcée à η constant ($\eta \equiv \frac{E_t}{k_B T}$ où E_t est la profondeur du potentiel tronqué). En effet, le nombre d'atomes susceptibles d'être évaporés varie comme $\exp(-E_t/k_B T)$. Afin de garder un taux d'évaporation constant tout au long du processus, le seuil en énergie E_t doit être proportionnel à la température. En d'autres termes, η doit être constant.

- Pour simplifier, on suppose que les pertes sont uniquement dues aux collisions avec le gaz résiduel, qui sont alors responsables de la durée de vie finie du piège t_{vie} (temps au bout duquel on perd 63 % (= $1 - 1/e$) des atomes). On note Γ_{vide} le taux de collisions entre les atomes du piège et ceux du gaz résiduel. On a alors $\Gamma_{vide} = 1/t_{vie}$.

- On se place dans les conditions de quasi-équilibre. En toute rigueur, dans un potentiel tronqué, le gaz n'est pas en équilibre, puisqu'à chaque instant le nombre d'atomes et la température varient. Cependant, si le temps d'évaporation t_{evap} est suffisamment grand devant t_{therm} et t_{el} (voir paragraphe précédent), pour que le nombre d'atomes et la température du gaz piégé varient lentement à cause de l'évaporation (à l'échelle de t_{therm} , t_{el}), on peut définir à chaque instant, un état de quasi-équilibre.

- On se place dans le régime dit de Knudsen, dans lequel le taux de collisions élastiques est très faible. Ce régime est atteint lorsque le libre parcours moyen des atomes $l_c = \frac{1}{\sqrt{2n}\sigma}$ est très grand devant la taille caractéristique du nuage l , *i.e.* $l_c \gg l$. Dans ce cas, on considère qu'un atome qui a l'énergie suffisante pour sortir du puits est évaporé. On suppose qu'il n'a pas le temps de subir une collision élastique avec un autre atome, collision qui lui ferait perdre son énergie au détriment de l'évaporation.

- On représente la fonction de distribution dans l'espace des phases par une distribution de Boltzman tronquée à E_t , ce qui a été vérifié numériquement par Luiten *et al.* [109]. On considère qu'un atome dont l'énergie suivant (Oz) E_z est inférieure à E_t est piégé, et qu'un atome vérifiant $E_z > E_t$ est évaporé et sorti du piège. De plus, on suppose que les particules piégées sont décrites par une distribution d'un gaz à l'équilibre (condition de quasi-équilibre). Dans ce cas, la fonction de distribution dans l'espace des phases s'écrit :

$$f(\vec{r}, \vec{p}) = n_0 \Lambda^3 e^{-U(\vec{r})/k_B T} e^{-p^2/2Mk_B T} \Theta(E_t - E_z) \quad (2.54)$$

où n_0 est approximativement la densité spatiale des atomes au centre du piège, et Θ est la fonction de Heaviside ($\Theta(x) = 0$ pour $x < 0$, et $\Theta(x) = 1$ pour $x \geq 0$).

2.3.3.2 Discussion

Le fait que l'état du gaz puisse être valablement décrit par une exponentielle de Boltzmann tronquée permet d'envisager une étude analytique du refroidissement évaporatif. On peut notamment obtenir l'expression analytique du gain en densité dans l'espace des phases $D/D_0 \equiv D/D(t=0)$ en fonction du temps \hat{t} normalisé au temps de collision initial $\hat{t} = t/t_0$ où $t_0^{-1} = \Gamma_{el}(t=0) = n_0(t=0)\sigma\bar{v}(t=0)$. La figure 2.16 représente l'évolution de D/D_0 en fonction de \hat{t} pour différentes valeurs de η , et pour différentes valeurs du paramètre $r = \frac{\Gamma_{vide}}{\Gamma_{el}(t=0)} = \frac{\Gamma_{vide}}{n_0(0)\sigma\bar{v}(0)}$.

De manière générale, la comparaison entre les résultats du calcul 1D (figure 2.16), et ceux du calcul 3D [31] montre que pour $r = 0$, et pour la même valeur de η , une valeur du gain en densité dans l'espace des phases, est atteinte en un temps dix fois plus grand typiquement dans le cas d'une évaporation 1D que dans celui d'une évaporation 3D.

Condition de l'existence d'un emballement

Une divergence du taux de collisions élastiques, et de la densité dans l'espace des phases peut apparaître au bout d'un certain temps : un tel régime est qualifié d'emballement. Un emballement n'est en fait pas indispensable pour atteindre la transition CBE, et sa réalisation est en général exigeante au niveau expérimental.

L'étude réalisée sur l'évaporation 3D [31] a permis de mettre en évidence l'existence d'un emballement pour certaines valeurs de η , lorsque la relation suivante est vérifiée :

$$r^{(3D)} < 0.0033 = 1/300 \quad (2.55)$$

En d'autres termes, un emballement peut exister pour certaines valeurs de η si il y a plus de 300 collisions élastiques (se produisant avec le taux $\Gamma_{el}(t=0)$) pendant le temps de piégeage t_{vie} .

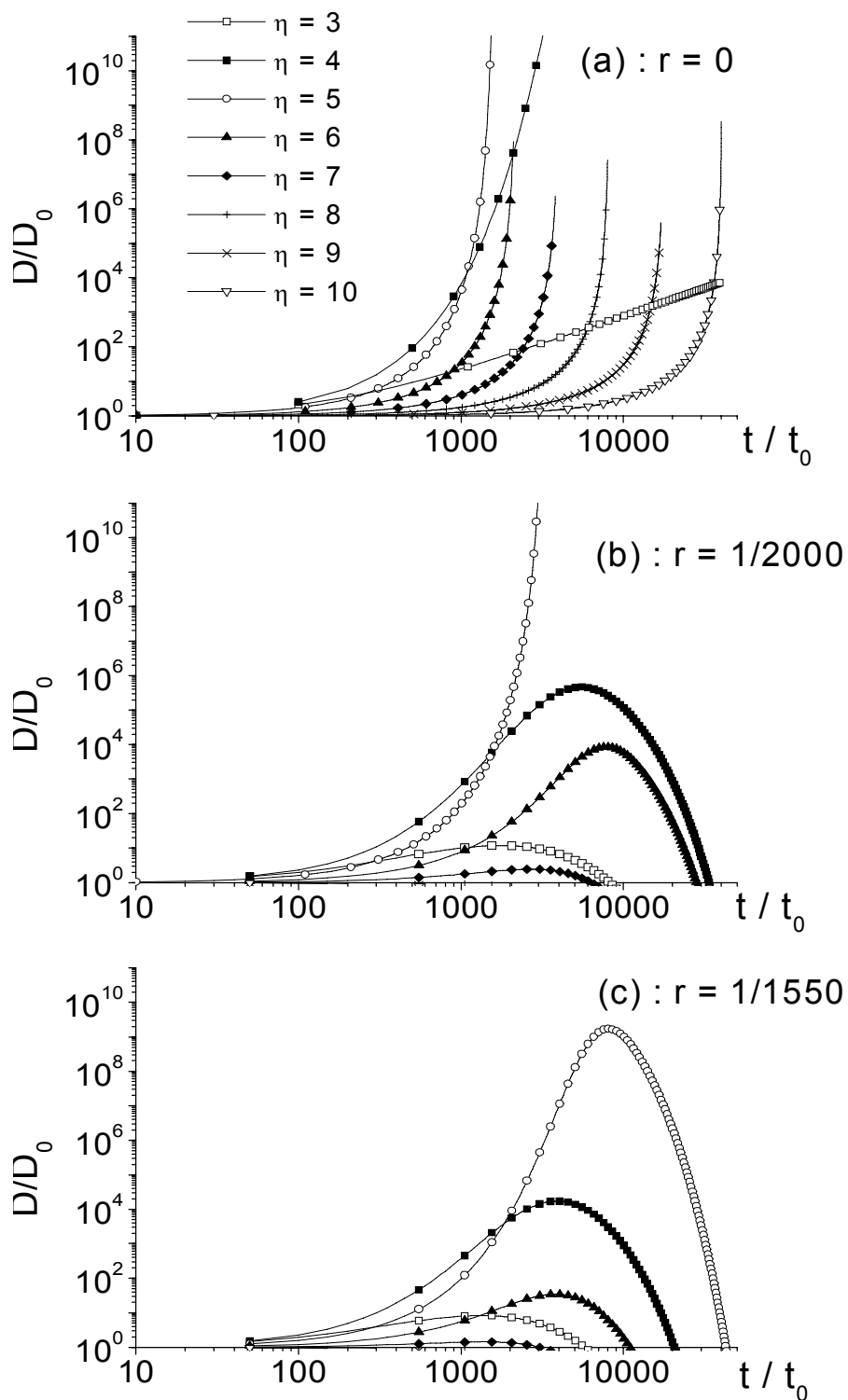


FIG. 2.16 – Evolution du gain en densité dans l'espace des phases en fonction du temps normalisé, dans le cas d'une évaporation 1D, pour différents η , et pour trois valeurs de $r = \frac{\Gamma_{vide}}{\Gamma_{el}(t=0)}$. (a) $r = 0$: on constate un emballement pour $\eta \geq 4$. (b) $r = 1/2000$: l'emballement se produit uniquement pour $\eta = 5$. (c) $r = 1/1550$: il n'y a plus d'emballement.

Dans le cas de l'évaporation à 1D, on peut montrer que la condition d'existence d'un emballement pour certaines valeurs de η s'écrit :

$$r^{(1D)} < 0.00062 = 1/1613 \quad (2.56)$$

Un emballement a lieu si plus de 1600 collisions élastiques environ se produisent pendant t_{vie} , ce qui correspond à un nombre 5 fois plus grand que dans le cas 3D.

La figure 2.16(a) montre que dans le cas où r est nul, correspondant au cas idéal où il n'y a aucune pertes, il existe un emballement pour $\eta \geq 4$. Pour $\eta \geq 5$, cet emballement se produit d'autant plus tard que η est plus grand. Sur la figure 2.16(b) correspondant à $r = 1/2000$, la condition d'existence d'un emballement est satisfaite, et un emballement se produit pour la valeur $\eta = 5$. En revanche, sur la figure 2.16(c) correspondant à $r = 1/1550$, cette condition n'est pas satisfaite et aucun emballement ne se produit. Sur cette figure, on voit que D commence par croître, passe par un maximum, puis décroît : en effet à partir d'une certaine valeur de t , le terme dû aux pertes finit par être prépondérant, imposant ainsi une décroissance exponentielle à D .

Valeur optimale de η dans le cas $r = 1/1550$ et ordres de grandeur

Pour fixer les idées, on considère une densité initiale dans l'espace des phases $D_0 = n_0 \Lambda^3 \sim 10^{-5}$ (ce qui correspond à la valeur obtenue dans l'expérience). Il faut donc gagner 5 ordres de grandeur dans l'espace des phases, pour parvenir au régime de dégénérescence quantique.

Pour $r = 1/1550$ et $\eta = 5$, le gain dans l'espace des phases atteint la valeur de 10^5 en un temps de l'ordre de $t_{CBE} \simeq 2000 t_0$, où $t_0 = \frac{1}{n_0(t=0)\sigma v(t=0)}$. Pour parvenir à la transition CBE le plus rapidement possible, la valeur de t_0 doit être minimisée. Pour cela, on peut augmenter la densité initiale, ou augmenter la section efficace de collisions élastiques σ (dans le régime à très basse énergie, ceci peut être réalisé en augmentant la longueur de diffusion a).

Avec les valeurs des paramètres de piégeage précédentes, on obtient pour $a = 100 a_0$: $t_0 \simeq 1.2$ s et $t_{CBE} \simeq 40$ min, et pour $a = 1000 a_0$: $t_0 \simeq 12$ ms et $t_{CBE} \simeq 24$ s.

Toutefois, pour pouvoir être observée, la transition CBE doit survenir en un temps t_{CBE} inférieur à la durée de vie du piège $t_{vie} = \frac{1}{\Gamma_{vide}}$. L'inégalité $\frac{t_{CBE}}{t_0} \lesssim \frac{1}{r}$ doit être par conséquent vérifiée. Cette condition n'est pas satisfaite dans le cas envisagé précédemment pour lequel $\frac{t_{CBE}}{t_0} \simeq 2000$ et $1/r = 1550$. La nécessité d'avoir un vide de très bonne qualité apparaît alors d'autant plus importante que t_{CBE} est d'autant plus grand.

Conclusion

Au vu de cette étude analytique, l'évaporation 1D semble possible, mais elle suppose un vide d'excellente qualité, ce qui rend le chemin vers la transition CBE difficile. De plus, nous n'avons pas tenu compte d'éventuelles pertes à 3 corps qui sont loin d'être négligeables dans le régime de fortes densités.

Pour finir, notons qu'une évaporation 1D réalisée tout au long du processus de refroidissement n'a jusqu'à présent jamais pu mener à la transition CBE, sur quelque atome que ce soit. Dans les pièges magnétiques type Ioffe, il existe une température critique dépendant de la masse de l'atome et des gradients de champ magnétique, en dessous de laquelle la dimension de l'évaporation passe de 3 à 1. Pour les atomes autres que le césium, cette température s'avère suffisamment faible pour que l'évaporation ne devienne jamais unidimensionnelle ou seulement en fin de rampe, ce qui ne bloque

pas le processus d'évaporation. Au contraire, pour le césium, cette température est plus élevée, du fait d'une masse plus grande et des gradients et courbures du champ magnétique plus petits. Pour de tels atomes, l'évaporation dans un piège de Ioffe devient rapidement unidimensionnelle au fur et à mesure que la température diminue, faisant ainsi stagner la densité dans l'espace des phases à 0.1 [73, 62].

2.3.4 Simulation Monte Carlo du refroidissement évaporatif 1D

Les résultats analytiques présentés ci-dessus ne suffisent pas à représenter la réalité du processus de refroidissement, car il repose sur plusieurs hypothèses qui ne sont pas toujours satisfaites : l'état de quasi-équilibre, la distribution de Boltzmann tronquée à E_t , et le régime de très faibles collisions.

Dans le calcul précédent, toute particule dont l'énergie E_z est supérieure à E_t est évaporée. Cependant, ceci peut ne pas être vérifié. Tout dépend de l'endroit du piège où elle se trouve, car le critère de sélection est en réalité spatial : elle est évaporée si elle se situe sur la surface d'évaporation. Dans le cas contraire, elle reste dans le piège.

Par ailleurs, le régime de très faibles collisions n'est pas toujours valable. La particule dont l'énergie est supérieure à E_t peut subir un très grand nombre de collisions, et perdre ainsi son excès d'énergie. Un tel régime est appelé régime hydrodynamique. Il prend effet quand le libre parcours moyen de l'atome $l_c = \frac{1}{\sqrt{2n}\sigma}$ devient du même ordre de grandeur voire inférieur à la taille caractéristique l du nuage.

Par exemple, dans le cas d'un échantillon de césium à la température de $5 \mu\text{K}$, de densité moyenne de $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, confiné dans un piège de pulsation axiale $\omega_z = 2\pi \times 4.5 \text{ Hz}$, les deux longueurs précédentes sont estimées à : $l \sim \sqrt{\frac{2k_B T}{M\omega_z^2}} \simeq 0.9 \text{ mm}$, $l_c \simeq 7 \text{ cm}$ pour $\sigma \simeq 6.3 \times 10^{-12} \text{ cm}^2$ ($a = 100 a_0$) et $l_c \simeq 0.7 \text{ mm}$ pour $\sigma \simeq 6.3 \times 10^{-10} \text{ cm}^2$ ($a = 1000 a_0$). Pour une longueur de diffusion $a = 1000 a_0$, les deux paramètres l et l_c sont du même ordre de grandeur, ce qui montre que le régime hydrodynamique est atteint. En pratique, un tel régime se manifeste lorsque le taux de collisions élastiques devient très supérieur aux fréquences d'oscillation du piège. Le taux de thermalisation (proportionnel aux taux de collisions élastiques) devient alors indépendant de la densité et de la température et sature à une valeur proche des fréquences d'oscillation. Cet effet réduit l'efficacité de l'évaporation, et doit être évité dans la mesure du possible.

Par rapport au calcul analytique, la simulation numérique de Monte-Carlo présente l'intérêt de décrire le système du point de vue microscopique en s'affranchissant des hypothèses précédentes. De plus, elle prend en compte le critère de sélection spatiale, contrairement au calcul statistique qui s'appuie sur un critère énergétique. Cette simulation repose sur une méthode élaborée par Bird [11] pour étudier la dynamique d'un gaz moléculaire, et qui a été reprise depuis pour simuler les processus d'évaporation [174, 173]. Cette méthode permet le calcul de la position et de la vitesse de chaque atome, à chaque pas de temps, quel que soit l'état du système.

La simulation présentée ici s'appuie sur les hypothèses suivantes. Tout d'abord, on suppose que le gaz peut être décrit classiquement, ce qui n'est pas le cas près du seuil de condensation. De plus, on se place en régime à très basse énergie, pour lequel la section efficace est considérée constante, indépendante de l'énergie $\sigma = 8\pi a^{210}$. Enfin on ne tient pas compte des processus de

¹⁰Pour des longueurs de diffusion $a \lesssim 1000 a_0$, le régime à très basse énergie n'est rigoureusement valable dans le cas du césium qu'à des températures inférieures à 100 nK. A des températures de l'ordre du microkelvin, il faudrait

pertes (notamment 3-corps) et de chauffage (dû à la diffusion du faisceau Nd :YAG).

Par cette simulation, nous souhaitons étudier l'efficacité d'une évaporation 1D pour mener à la transition CBE. En particulier, dans le contexte de l'expérience, où la durée de vie due aux collisions avec le gaz résiduel représente l'obstacle majeur, nous cherchons une stratégie d'évaporation pouvant conduire le plus rapidement possible au régime de dégénérescence quantique. Pour cela, on peut, dans le cas du césium, mettre à profit la dépendance de la section efficace de collisions élastiques en champ magnétique.

2.3.4.1 Principe de la simulation

Je reprends ici les principaux points de la simulation dont le principe a déjà été exposé dans la référence [20]. Nous souhaitons au moyen de cette simulation décrire la dynamique d'un gaz d'atomes piégés pouvant subir des collisions au cours de leur mouvement. La durée d'une collision est négligeable devant tous les temps caractéristiques du problème, pour qu'on puisse considérer la collision comme instantanée. Le pas de temps Δt (typiquement égal à 100 μ s) doit être choisi plus petit que le temps moyen entre deux collisions, $1/(\sqrt{2n}\sigma\bar{v})$.

Trajectoire des atomes dans le potentiel de piégeage

Pendant Δt , la trajectoire de chaque atome est déterminée par son mouvement dans le potentiel de piégeage, supposé harmonique¹¹. Ce potentiel est caractérisé par une fréquence axiale $\frac{\omega_z}{2\pi}$ et par une fréquence radiale $\frac{\omega_r}{2\pi}$ (les fréquences ω_x et ω_y sont très proches dans notre piège pour qu'on puisse les considérer égales).

Au début de la simulation, on tire au sort les positions et les vitesses initiales de chaque atome. La distribution en vitesses s'écrit pour chaque composante $v_{x,y,z}$:

$$P(v_{x,y,z}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{v_{x,y,z}}} e^{-\frac{v_{x,y,z}^2}{2\sigma_{v_{x,y,z}}^2}} \quad \text{avec } \sigma_{v_{x,y,z}} = \sqrt{\frac{k_B T_{x,y,z}}{M}} \quad (2.57)$$

La distribution pour la composante x est donnée par :

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}} \quad \text{avec } \sigma_x = \sqrt{\frac{k_B T_x}{M\omega_r^2}} \quad (2.58)$$

Les lois de probabilité pour y et z sont similaires, les positions quadratiques moyennes étant alors égales à $\sigma_y = \sqrt{\frac{k_B T_y}{M\omega_r^2}}$ et $\sigma_z = \sqrt{\frac{k_B T_z}{M\omega_z^2}}$. Remarquons que le fait d'avoir la possibilité de choisir $T_x \neq T_y \neq T_z$ permet de simuler la dynamique d'un gaz hors équilibre à l'instant initial.

Au cours du temps, le mouvement harmonique de l'atome indicé i est entièrement décrit par ses amplitudes $a_{x,y,z}^i$ et par ses déphasages $\phi_{x,y,z}^i$, déterminés par les positions et vitesses initiales, ce

en toute rigueur tenir compte de l'expression exacte de la section efficace $\sigma = \frac{8\pi a^2}{1+k^2 a^2}$. Toutefois, l'approximation $\sigma = 8\pi a^2$ peut être faite pour $a \ll 450 a_0$ à la température de 5 μ K et $a \ll 1000 a_0$ à la température de 1 μ K (voir chapitre 3). Lors de la phase d'évaporation, la température diminue "assez rapidement" en dessous de 1 μ K, si bien que l'on peut considérer l'approximation $\sigma = 8\pi a^2$ valable pour $a \ll 1000 a_0$ (par exemple, pour $a = 500 a_0$, l'erreur commise est de l'ordre de $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim 20\%$ à 1 μ K).

¹¹Ceci est assez bien vérifié dans le domaine de températures auxquelles on travaille (inférieures typiquement à 10 μ K).

qui permet à tout instant de déterminer la position et la vitesse de l'atome. La position est donnée par :

$$\begin{pmatrix} x^i(t) \\ y^i(t) \\ z^i(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_x^i \cos(\omega_r t + \phi_x^i) \\ a_y^i \cos(\omega_r t + \phi_y^i) \\ a_z^i \cos(\omega_z t + \phi_z^i) \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

L'hypothèse d'harmonicité du potentiel piégeant nous fait économiser un temps de calcul considérable, car on s'affranchit alors d'utiliser une méthode numérique d'intégration des équations de mouvement, type Runge-Kutta.

Classement suivant (Oz) et test de collisions

A chaque pas de temps, on teste si il y a eu collision ou pas. Pour éviter de le faire sur tous les atomes, ce qui prendrait un temps de calcul important (algorithme en N^2), on classe les N atomes suivant leur altitude (le classement selon z est justifié par le fait que la direction axiale est plus lâche que la direction radiale), et on effectue la procédure de test entre un atome et ses plus proches voisins dans le tableau de classement (typiquement 100). L'algorithme du calcul varie dans ce cas comme $N \ln N$, et s'exécute donc plus rapidement qu'un algorithme en N^2 . La dynamique de la collision est traitée dans le référentiel du centre de masse des deux particules : au cours de la collision élastique, la norme de la vitesse relative est conservée, et la diffusion est isotrope puisqu'on suppose le régime en ondes s prépondérant. Dans ce cas, on tire de manière aléatoire les angles ϕ et θ respectivement entre 0 et 2π , et entre 0 et π . Ces deux angles déterminent la direction de la vitesse relative dans le centre de masse, qu'on exprime ensuite dans le référentiel du laboratoire.

Macro-atomes et duplication

Pour éviter de prendre en compte plusieurs millions d'atomes dans la simulation, on a recours au concept de "macro-atomes" : chaque macro-atome représente en réalité q vrais atomes, q étant une puissance de 2 (typiquement 1024 au début). Nous simulons donc la dynamique de $N = N_{vrai}/q$ macro-atomes (typiquement $N = 10000$), où N_{vrai} représente le nombre de vrais atomes.

Afin que les macro-atomes reproduisent la même dynamique que les vrais atomes (en particulier le taux de collisions élastiques subies par un macro-atome doit être égal à celui subi par un vrai), chaque macro-atome doit avoir la même masse et le même moment magnétique qu'un vrai atome. En revanche, la section efficace de collisions élastiques entre deux macro-atomes doit être q fois plus grande que celle entre deux vrais atomes. Au cours du processus de refroidissement, le nombre de macro-atomes diminue, si bien qu'au bout d'un certain temps ce nombre sera insuffisant pour conserver la statistique de l'ensemble. Pour contourner cet obstacle, on utilise la technique de duplication introduite dans la référence [70], qui consiste à remplir le piège une fois que la moitié des macro-atomes s'est évaporée. Pour cela, on clone chaque macro-atome restant : chaque clone a une position et vitesse symétriques à celles de son frère jumeau, afin d'éviter toute collision entre eux. A chaque duplication, le nombre q est divisé par deux, afin de respecter la dynamique du processus d'évaporation.

Surface d'évaporation

On souhaite simuler un processus de refroidissement 1D suivant l'axe (Oz), puisque notre montage

nous permet de réaliser un refroidissement évaporatif rf ou micro-onde uniquement suivant cette direction. Le critère de sélection des atomes chauds est donc défini à partir de l'énergie suivant (Oz), E_z . Dans notre modèle, on choisit de tronquer le potentiel vertical à l'énergie $E_t = \eta k_B T_z$, où T_z est la température¹² suivant (Oz) définie par :

$$k_B T_z \equiv \frac{1}{2} M \omega_z^2 \langle z^2 \rangle + \frac{1}{2} M \left\langle \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \right\rangle = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{1}{2} M \omega_z^2 (a_z^i)^2}{N} \quad (2.60)$$

où les crochets $\langle \rangle$ désignent des moyennes d'ensemble.

Dans nos simulations, un atome est évaporé si son énergie suivant (Oz), E_z , vérifie la relation $E_z > \eta k_B T_z$. Notons que dans ce cas, la définition du paramètre η choisie est différente de celle dans le calcul analytique 1D précédent, où le critère d'évaporation est défini par $E_z > \eta k_B T$. Cependant, ces deux définitions sont équivalentes si l'échantillon atomique a le temps de thermaliser pendant le temps Δt , *i.e.* si $T_z = T$. Nous ne chercherons donc pas à comparer les valeurs optimales pour η obtenues par le calcul analytique et la simulation.

En pratique, la sélection des atomes les plus chauds se fait à partir de leur altitude : un atome sera évaporé si il atteint $z = \pm Z_{ev}$, qui représente la surface d'évaporation. L'énergie moyenne (au sens statistique) $\langle E_z \rangle$ d'un atome suivant (Oz) est égale à deux fois son énergie potentielle moyenne suivant (Oz) :

$$\langle E_z \rangle = \frac{1}{2} M \omega_z^2 \langle z^2 \rangle + \frac{1}{2} M \left\langle \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \right\rangle = M \omega_z^2 \langle z^2 \rangle = k_B T_z \quad (2.61)$$

où $\langle z^2 \rangle$ et $\left\langle \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \right\rangle$ représentent les écarts quadratiques moyens en position et en vitesse suivant (Oz). On choisit donc dans notre simulation de définir la surface d'évaporation par la relation suivante :

$$M \omega_z^2 Z_{ev}^2 = \eta k_B T_z \quad (2.62)$$

Au cours de la simulation, le paramètre η est constant. Fixer ce paramètre n'est peut être pas le choix optimal mais ceci permet d'avoir une représentation correcte de l'efficacité du processus d'évaporation.

La définition précédente permet de s'affranchir des hypothèses de quasi-équilibre et de thermalisation de l'échantillon atomique. En effet, si pendant le temps Δt , l'échantillon n'a pas eu le temps de thermaliser (*i.e.* $t_{therm} > \Delta t$), les températures suivant les trois directions T_x , T_y , T_z peuvent être différentes. En revanche, si la thermalisation est suffisamment rapide à l'échelle de Δt (*i.e.* $t_{therm} < \Delta t$), l'équilibre thermodynamique est atteint et les températures T_x , T_z , T_y sont égales à la température T du système.

2.3.4.2 Test de validité

Afin de tester la validité de notre simulation, nous avons considéré une situation où l'évaporation est inhibée. Ceci peut être réalisé en fixant le paramètre η à une valeur très grande (typiquement 1000). Nous avons alors comparé les résultats issus de notre simulation aux résultats expérimentaux extraits de la référence [118].

¹²Le terme de "température" peut ne pas être tout à fait rigoureux au sens thermodynamique, si la distribution suivant (Oz) n'est pas gaussienne.

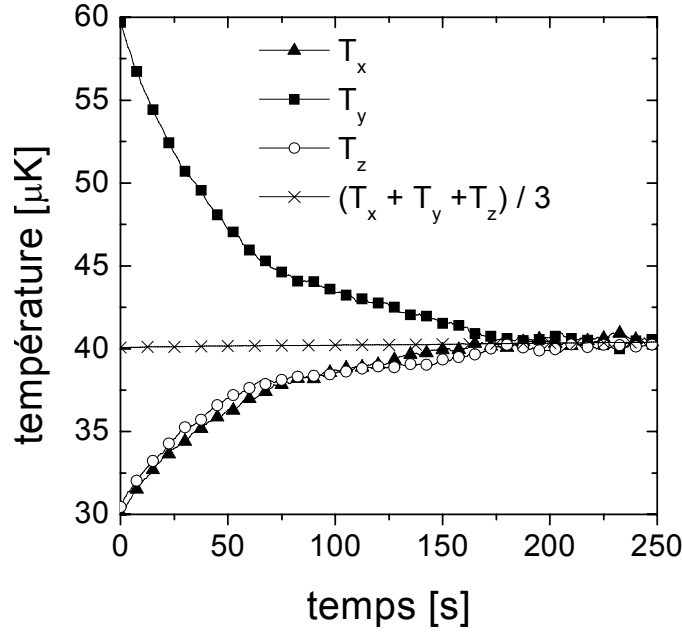


FIG. 2.17 – Evolution des températures T_x , T_y , T_z d'un nuage d'atomes de césium dans un potentiel harmonique. A l'instant initial, le nuage est hors équilibre : $T_x = T_z = 30 \mu\text{K}$, et $T_y = 60 \mu\text{K}$.

Dans cette expérience, un échantillon d'atomes de césium piégé dans un piège magnétique est placé hors équilibre, par excitation paramétrique suivant une direction. A l'issue de ce chauffage, l'ensemble des atomes relaxe vers un état d'équilibre, sous l'effet des collisions élastiques. Monroe *et al.* [118] ont ainsi pu mesurer le nombre de collisions élastiques nécessaires à la thermalisation du nuage¹³, et ont obtenu :

$$t_{therm} \simeq 2.7t_{el} \quad (2.63)$$

Nous avons réalisé une simulation à partir de paramètres similaires aux leurs¹⁴. On considère à l'instant initial $N = 2.5 \times 10^7$ atomes de césium, hors équilibre thermodynamique ($T_x = T_z = 30 \mu\text{K}$, $T_y = 60 \mu\text{K}$), possédant une section efficace de collisions élastiques $\sigma = 1.5 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2}$, et confinés avec une densité moyenne $\bar{n} \simeq 3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ dans un piège de pulsations $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = 2\pi \times (17, 17, 10) \text{ Hz}$ (le temps moyen entre deux collisions élastiques vaut alors $t_{el} \simeq 18.5 \text{ s}$). Au cours de la simulation, tout phénomène d'évaporation est supprimé. Par conséquent, le nombre d'atomes N , ainsi que la température moyenne des atomes T est constante, ce qui a été vérifié. La relaxation du nuage vers l'équilibre est illustrée sur la figure 2.17. Par un ajustement exponentiel des courbes d'évolution des températures, nous obtenons les constantes de temps suivantes (temps à $1/e$) : $\tau_x \simeq 3.3t_{el}$, $\tau_y \simeq 2.9t_{el}$, et $\tau_z \simeq 2.7t_{el}$. Les résultats obtenus par notre simulation sont

¹³Ce facteur 2.7 n'a rien d'universel et dépend d'une part de la géométrie du piège considéré et d'autre part du régime collisionnel. S'il n'y a presque pas de collisions à l'échelle d'une période d'oscillation, il doit être révisé à la baisse. Dans le cas contraire, soit dans le régime hydrodynamique où il y a beaucoup de collisions pendant une période, il faut le réviser à la hausse. Par ailleurs, le facteur 2.7 est valable sous l'hypothèse d'une section efficace constante ($\sigma = 8\pi a^2$). Dans le régime décrit par $\sigma = 8\pi/k^2$, ce facteur doit être remplacé par 10.7 [8].

¹⁴Notons que Wu *et al.* [174] ont aussi reproduit à partir d'une simulation utilisant le modèle de Bird, les résultats issus de [118].

en accord avec la mesure du temps de thermalisation t_{therm} (2.63) effectuée par Monroe *et al.*. Les écarts entre les trois valeurs τ_x, τ_y, τ_z ($\lesssim 20\%$) peuvent s'expliquer par des fluctuations numériques.

2.3.4.3 Résultats de la simulation

Les résultats numériques présentés dans ce paragraphe ont été obtenus en considérant les paramètres suivants : $\omega_r = 2\pi \times 60$ Hz, $\omega_z = 2\pi \times 4.5$ Hz, $N_{macroatoms} = 10^4$, $q = 1024$ (soit un nombre initial de vrais atomes égal à $N_0 = 1024 \times 10^4$), et les températures initiales $T_{x0} = T_{y0} = T_{z0} = T_0 = 5$ μ K. La densité initiale dans l'espace des phases vaut par conséquent $D_0 = \frac{N_0 \omega_r^2 \omega_z h^3}{(2\pi k_B T_0)^3} \simeq 1.4 \times 10^{-4}$. Dans ces conditions¹⁵, un gain de quatre ordres de grandeur dans l'espace des phases s'avère nécessaire pour atteindre le régime de dégénérescence quantique.

Valeur optimale du paramètre η

L'efficacité et la vitesse du processus d'évaporation reposent sur le choix de la valeur η . Pour évaluer l'efficacité du processus, on introduit en général le paramètre α qui croît linéairement¹⁶ avec η , et qui représente la diminution de la température par particule évaporée selon $\alpha = \frac{dT/T}{dN/N}$. Dans le cas d'une évaporation forcée à η constante (α est aussi constante), la température T (on notera par la suite T , la température moyenne $\frac{T_x+T_y+T_z}{3}$) et le nombre d'atomes N sont reliés à l'instant t , par la loi de puissance :

$$\frac{T(t)}{T_0} = \left(\frac{N(t)}{N_0} \right)^\alpha \quad (2.64)$$

Plus le paramètre η est grand, plus l'énergie enlevée par les particules qui s'échappent du piège est élevée. Par conséquent, le processus d'évaporation est d'autant plus efficace que le paramètre η est plus élevé. Cependant, si η est trop grand, la probabilité d'échappement est très faible, et l'évaporation sera trop lente. Il faut donc tenir compte de la cinétique du processus afin de déterminer la valeur optimale de η , c'est à dire celle qui correspond au meilleur compromis entre l'efficacité (η grand) et la vitesse du processus (η petit).

A cette fin, nous avons réalisé une simulation en considérant une section efficace de collisions $\sigma = 1000$ nm² (soit $a = 126$ a_0). Pour cette valeur, le taux de collisions élastiques est évalué à $\Gamma_{el} \simeq 7$ s⁻¹, soit en moyenne 1.5 collisions sur une période d'oscillation suivant (Oz) $\frac{2\pi}{\omega_z}$. A cette valeur de section efficace, le régime de collisions obtenu n'est pas hydrodynamique, régime qui vérifie $\Gamma_{el} \gg \frac{\omega_z}{2\pi}, \frac{\omega_r}{2\pi}$, et est donc favorable au processus d'évaporation.

Les figures 2.18 et 2.19 montrent les résultats obtenus pour un paramètre η variant de 5 à 10, sur une durée d'évaporation de 1 minute. En particulier la figure 2.18 met en évidence qu'au bout d'une minute, la transition CBE n'est pas encore atteinte.

On peut d'abord remarquer que pour $\eta = 5, 6$ le processus d'évaporation n'est pas efficace : la densité dans l'espace des phases diminue ($\eta = 5$) ou stagne à une valeur constante ($\eta = 6$) (voir

¹⁵En pratique, le nombre d'atomes initial que l'on transfère dans l'expérience est de l'ordre de quelques 10^6 (voir chapitre 3), ce qui correspond à une densité dans l'espace des phases dix fois plus petite, de l'ordre de 10^{-5} .

¹⁶Dans le cas d'une évaporation 3D, $\alpha = \frac{\eta+\kappa}{\frac{3}{2}+\delta} - 1$, où $(\eta + \kappa)k_B T$ représente l'énergie moyenne d'une particule évaporée, et $\delta = 3/2$ pour un potentiel harmonique 3D. Le paramètre α représente donc l'excès d'énergie rapportée à l'énergie moyenne $(\frac{3}{2} + \delta) k_B T$ qu'emporte une particule évaporée.

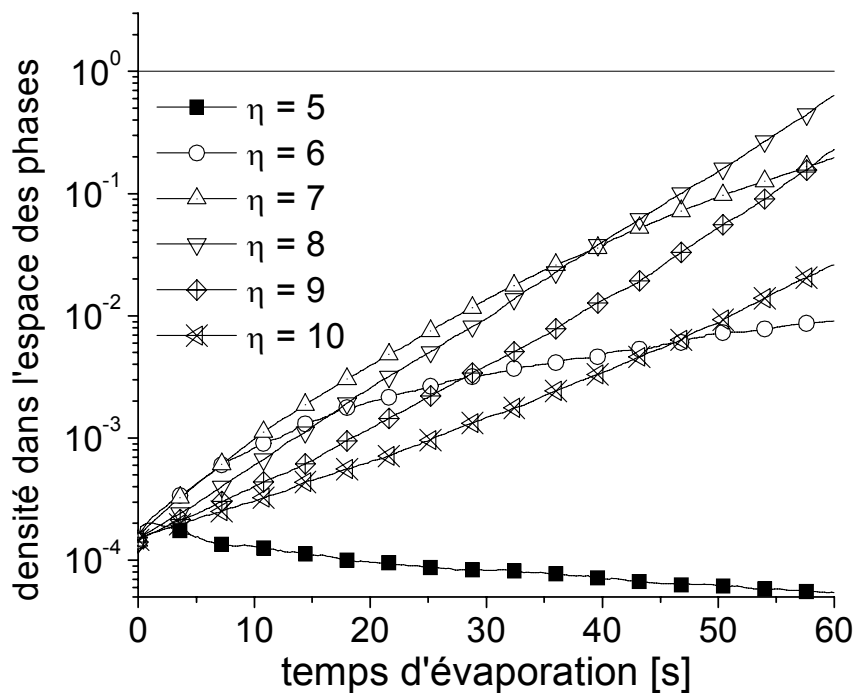


FIG. 2.18 – Evolution de la densité dans l'espace des phases pour $\sigma = 1000 \text{ nm}^2$ ($a = 126 a_0$), et pour différentes valeurs du paramètre η .

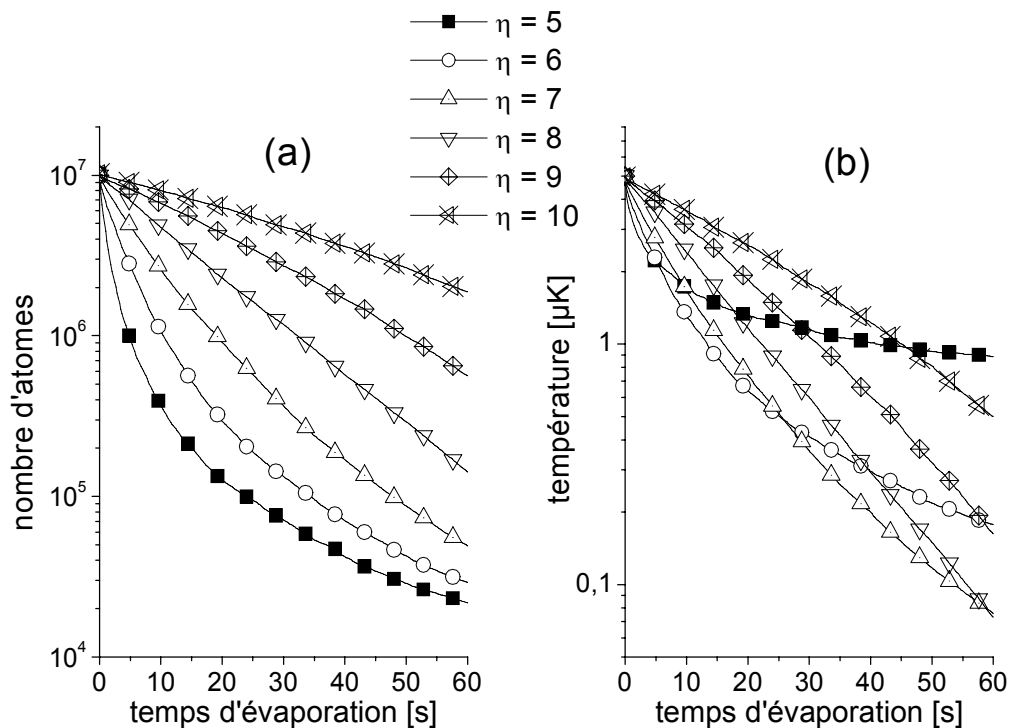


FIG. 2.19 – Evolution du nombre d'atomes N (a) et de la température moyenne T (b), pour $\sigma = 1000 \text{ nm}^2$ ($a = 126 a_0$) et pour différentes valeurs du paramètre η .

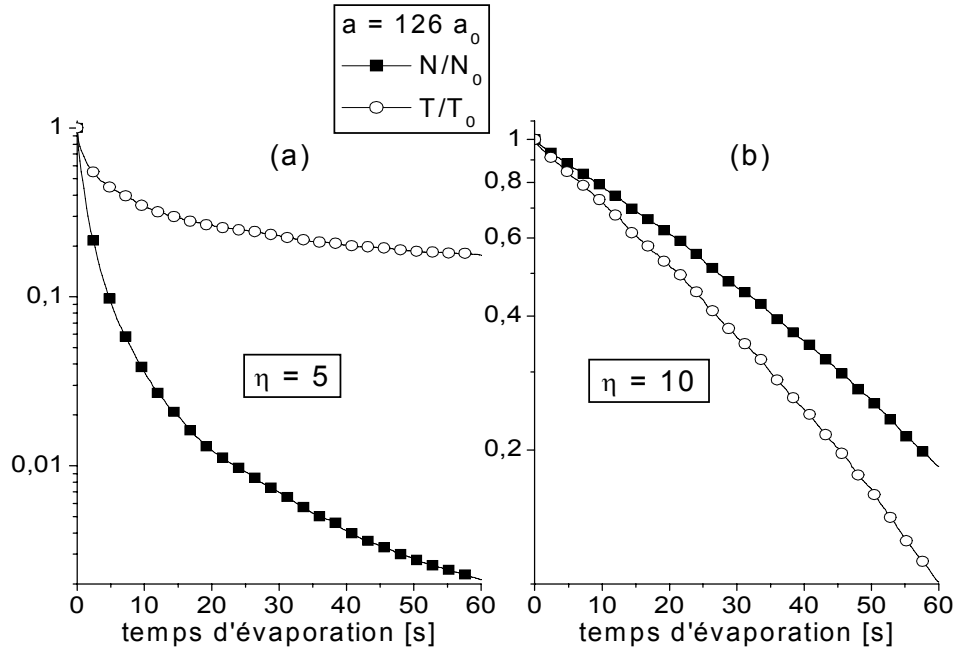


FIG. 2.20 – Evolution de la fraction d’atomes restants N/N_0 et du rapport des températures T/T_0 obtenue pour $\sigma = 1000 \text{ nm}^2$ ($a = 126 a_0$), dans le cas $\eta = 5$ (a) et $\eta = 10$ (b).

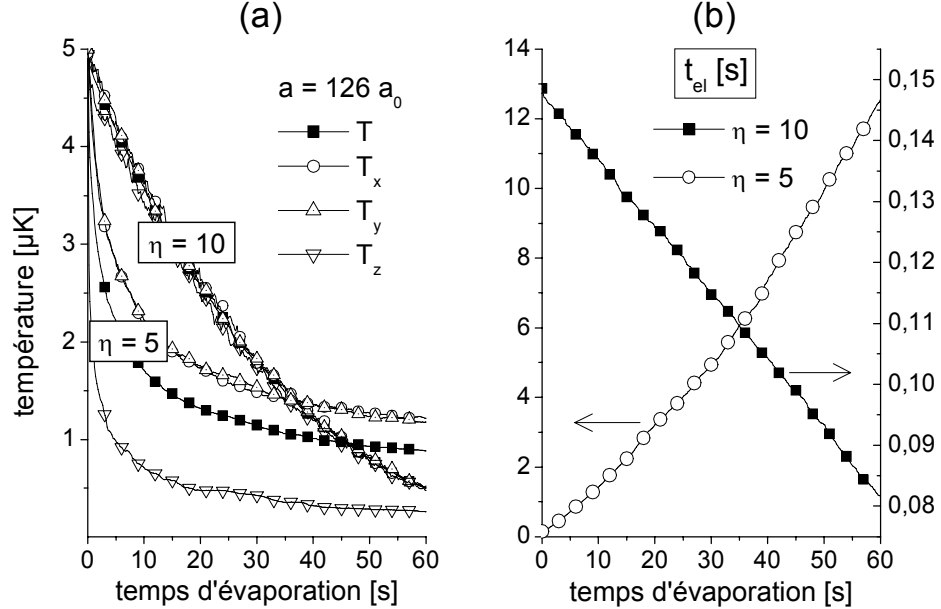


FIG. 2.21 – Evolution des températures T_x , T_y , T_z , $T = \frac{T_x+T_y+T_z}{3}$ (a) et du temps entre deux collisions élastiques t_{el} (b) pour $\eta = 5$ (échelle des ordonnées à gauche, cf flèche de gauche) et $\eta = 10$ (échelle des ordonnées à droite, cf flèche de droite). A l’instant où débute l’évaporation, $t_{el} \simeq 0.15 \text{ s}$ pour les deux courbes de la partie (b). Les résultats ont été obtenus pour $\sigma = 1000 \text{ nm}^2$ ($a = 126 a_0$).

figure 2.18). Pour ces deux valeurs de η , le nombre d'atomes évaporés décroît plus rapidement que la température (figure 2.19). Le paramètre α de l'équation (2.64) est alors inférieur à 1, montrant ainsi l'inefficacité du processus d'évaporation. Les courbes représentatives de T/T_0 et N/N_0 typiquement obtenues dans ce cas sont similaires à celles de la figure 2.20(a) réalisée pour $\eta = 5$. Cette situation s'accompagne d'une diminution du taux de collisions élastiques au cours de l'évaporation, ou d'une augmentation du temps entre deux collisions élastiques t_{el} , comme l'illustre la figure 2.21(b) : pour $\eta = 5$, la valeur de t_{el} augmente typiquement de 0.15 s à 13 s entre le début et la fin de l'évaporation. De plus, le taux d'atomes évaporés étant élevé, l'échantillon atomique n'a pas le temps de thermaliser entre deux diminutions significatives du nombre d'atomes. Ainsi, au cours de l'évaporation, la température dans la direction verticale T_z demeure nettement inférieure à celles dans le plan horizontal T_x et T_y (voir figure 2.21(a), $\eta = 5$).

En revanche, les grandes valeurs de η , comme $\eta = 9, 10$, rendent le processus d'évaporation efficace ($\alpha > 1$) : la température décroît plus rapidement que le nombre d'atomes (un atome évaporé enlève beaucoup plus d'énergie au système que dans le cas où η est faible). Cette situation est représentée sur la figure 2.20(b) obtenue en considérant $\eta = 10$. Parallèlement à cela, le temps entre deux collisions élastiques t_{el} diminue au cours de l'évaporation, montrant ainsi l'efficacité d'un tel processus : sur la figure 2.21(b), pour $\eta = 10$, t_{el} décroît de la valeur 0.15 s à 0.08 s pendant la durée de l'évaporation (~ 1 minute). Par ailleurs, le taux d'atomes évaporés est suffisamment faible pour permettre à l'ensemble des atomes restants de se rethermaliser entre deux diminutions significatives du nombre d'atomes. Ainsi, au cours de l'évaporation, l'énergie est uniformément distribuée dans les trois directions de l'espace : les températures T_z , T_x et T_y sont confondues avec la température moyenne T (voir figure 2.21(a)). Dans ce cas, le taux de refroidissement du nuage d'atomes varie comme le taux d'évaporation : il diminue lorsque η augmente. En d'autres termes, la vitesse du processus d'évaporation est d'autant plus petite que η est plus grand.

Finalement, au vu de la figure 2.18, la valeur optimale de η qui réalise un compromis entre l'efficacité et la vitesse du processus, semble se situer entre $\eta = 7$ et $\eta = 9$.

Efficacité et rapidité du processus d'évaporation en fonction de la longueur de diffusion et de η

Nous avons réalisé plusieurs simulations pour des longueurs de diffusion a comprises dans l'intervalle 120 a_0 -1200 a_0 (accessibles pour des champs magnétiques entre 18 G et 75 G) et pour des valeurs du paramètre η entre 6 et 10. Chaque simulation a été effectuée sur un ordinateur type PC fonctionnant sous Linux (le temps de calcul nécessaire est d'environ 10 heures typiquement pour un processeur de 2.4 GHz).

La figure 2.22 représente les résultats obtenus pour $\eta = 7.5$ et pour une longueur de diffusion variant entre 120 a_0 et 1200 a_0 . Elle met en évidence deux régimes de collisions. Le premier se produit pour des longueurs de diffusion inférieures environ à 520 a_0 : dans ce régime, prévu par le modèle statistique, le processus d'évaporation est d'autant plus rapide que la longueur de diffusion est plus grande (voir 2.22(a)). A partir de 520 a_0 , un régime différent a lieu : une augmentation de la longueur de diffusion n'entraîne plus une augmentation de la vitesse du processus d'évaporation, mais semble au contraire la diminuer. Cet effet est similaire à celui rencontré en régime hydrodynamique, dans lequel les périodes d'oscillations $\frac{2\pi}{\omega_z} \simeq 222$ ms et $\frac{2\pi}{\omega_r} \simeq 17$ ms sont nettement supérieures au temps entre deux collisions t_{el} . Typiquement, la valeur de ce paramètre vaut, avec les conditions initiales précédentes, $t_{el} \simeq 5$ ms pour $a \simeq 690$ a_0 , et $t_{el} \simeq 1.7$ ms pour $a \simeq 1200$ a_0 . Dans un tel régime,

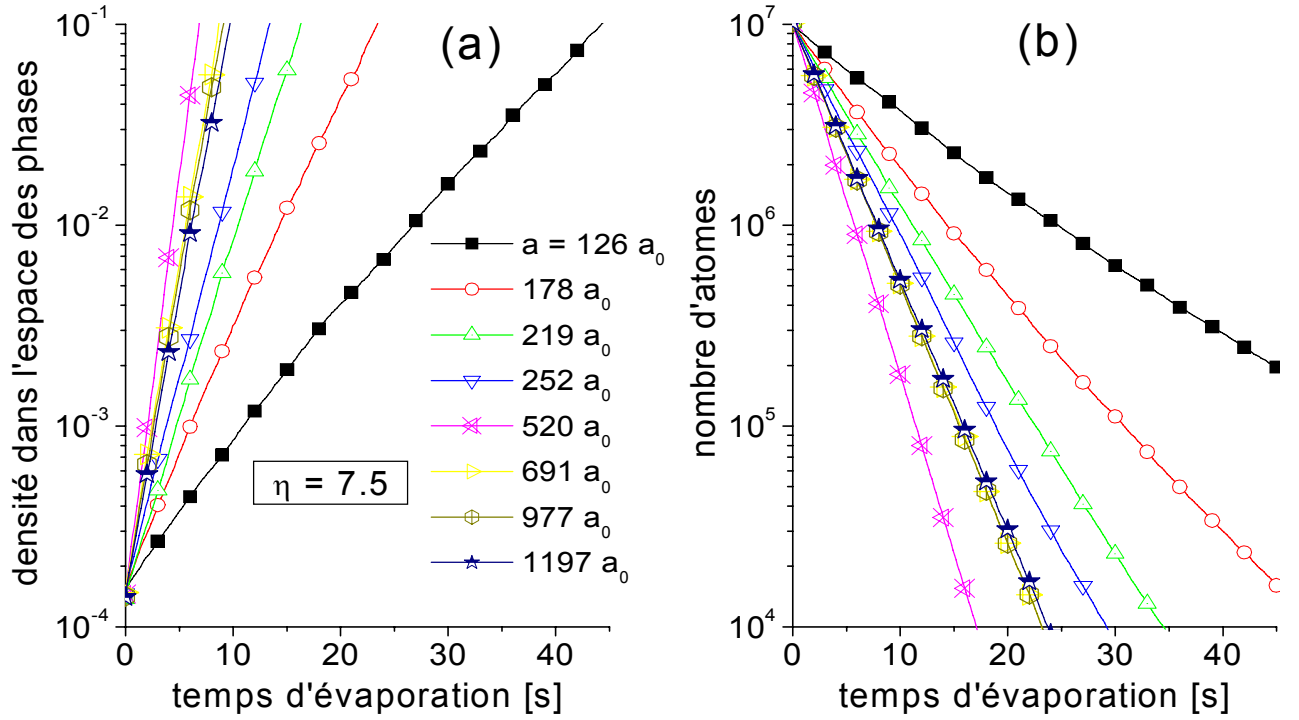


FIG. 2.22 – Evolution de la densité dans l'espace des phases (a) et du nombre d'atomes (b) obtenue pour $\eta = 7.5$ et pour différentes valeurs de la longueur de diffusion a .

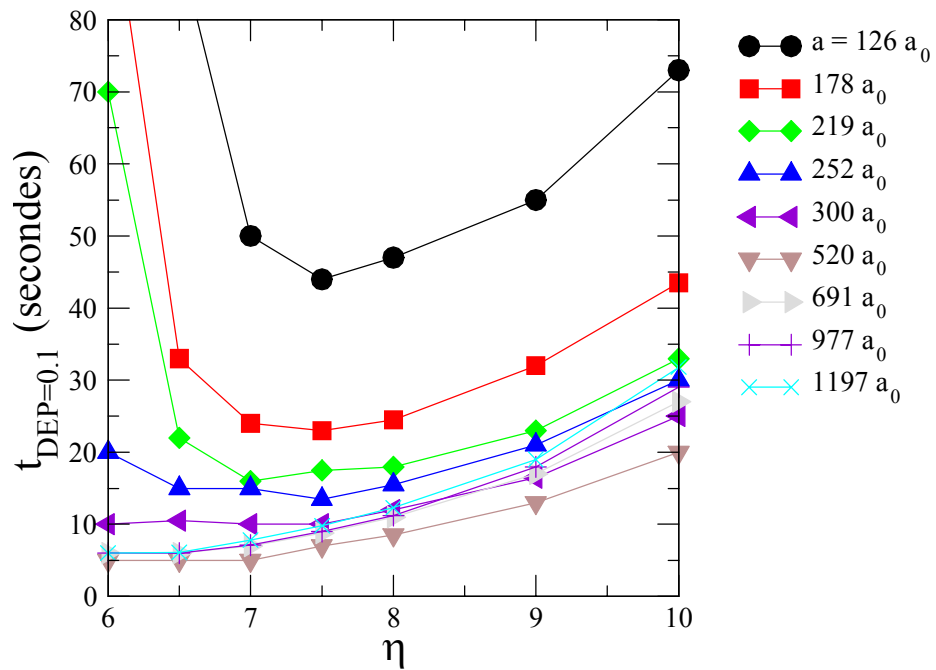


FIG. 2.23 – Variation du temps $t_{DEP=0.1}$, qui est le temps au bout duquel la densité dans l'espace des phases atteint 10^{-1} , en fonction du paramètre η et de la longueur de diffusion a .

proche du régime hydrodynamique, le processus d'évaporation est moins favorable : un atome possédant suffisamment d'énergie pour être évaporé peut ne pas sortir du fait des collisions trop nombreuses qui l'empêchent de parcourir tout le potentiel. Ainsi, il peut perdre l'excédent d'énergie possédé au cours des collisions multiples qu'il subit.

Vitesse du processus d'évaporation

On cherche à déterminer une stratégie d'évaporation possible, c'est à dire le couple (η, a) qui permet d'atteindre le régime de dégénérescence quantique en un temps minimal. Comme notre modèle, purement classique, ne prend pas en compte la statistique d'un gaz de bosons (*i.e.* les effets quantiques), le calcul s'avère pertinent en-deça du régime de dégénérescence quantique. Nous nous sommes alors intéressés au paramètre $t_{DEP=0.1}$, qui représente le temps au bout duquel la densité dans l'espace des phases (DEP) atteint la valeur 10^{-1} .

La figure 2.23 rassemble les différents résultats montrant la variation du temps $t_{DEP=0.1}$ en fonction du paramètre η et de la longueur de diffusion a . Les observations précédentes restent valables. D'une part, la valeur du paramètre η qui optimise la vitesse du processus semble comprise entre 7 et 8. D'autre part, pour toute valeur de η comprise entre 6 et 10, on observe les deux régimes de collisions évoqués précédemment. A partir de $a \simeq 520 a_0$, le régime "à fort taux de collisions" se manifeste : le temps $t_{DEP=0.1}$ cesse de diminuer quand on augmente la longueur de diffusion. Il semble au contraire augmenter, cet effet étant d'autant plus visible que le paramètre η est élevé. Finalement, au vu de la figure 2.23, il apparaît qu'une densité dans l'espace des phases de l'ordre de 10^{-1} peut être atteinte en moins de 10 s pour le choix du couple $(\eta, a) = (7, 520 a_0)$, ce qui laisse entrevoir la possibilité d'atteindre le régime de dégénérescence quantique en un temps raisonnable.

Nombre d'atomes restants

On peut également être intéressé par le nombre d'atomes restants à la fin du processus de refroidissement. La figure 2.24 montre la variation de la fraction d'atomes restants N/N_0 lorsque la densité dans l'espace des phases atteint la valeur de 0.1, en fonction de la longueur de diffusion et pour les valeurs du paramètre η qui assurent une bonne efficacité au processus d'évaporation.

Comme attendu, à longueur de diffusion constante, le nombre d'atomes restants est d'autant plus grand que le paramètre η est élevé : l'énergie par atome évaporé étant plus élevée pour des grandes valeurs du paramètre η , pour une même valeur de la densité dans l'espace des phases, le nombre d'atomes évaporés sera plus petit. Par ailleurs, l'existence des deux régimes de collisions observée précédemment est également visible sur la figure 2.24 pour $\eta = 7.5, 8$: pour des longueurs de diffusion inférieures à $690 a_0$ environ, l'augmentation de la longueur de diffusion s'accompagne d'une augmentation légère du nombre d'atomes restants. Typiquement, pour $\eta = 7.5$, la fraction du nombre d'atomes restants varie de 2% à 7 % entre $120 a_0$ et $690 a_0$. Pour des longueurs de diffusion supérieures à $700 a_0$, le régime dans lequel le taux de collisions est élevé (proche du régime hydrodynamique) se produit, altérant l'efficacité du processus d'évaporation. Il faut alors sacrifier un nombre d'atomes plus important pour parvenir au même état dans l'espace des phases, ce qui se fait au détriment du nombre d'atomes restants. En revanche, pour $\eta = 9, 10$, le nombre d'atomes restants dépend très faiblement de la longueur de diffusion, et reste proche de la valeur 10 %.

Finalement, pour le couple (η, a) optimisant la vitesse du processus d'évaporation, soit $(7.5, 520 a_0)$, il reste 6 % d'atomes lorsque la densité dans l'espace des phases a atteint la valeur de 0.1.

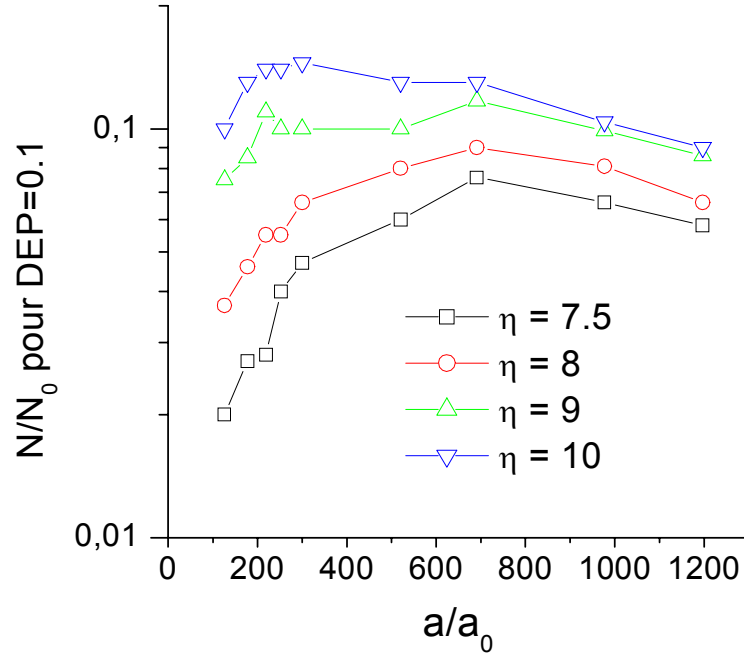


FIG. 2.24 – Fraction d’atomes restants dans le piège, lorsque la densité dans l’espace des phases (DEP) vaut 0.1, en fonction de la longueur de diffusion, et pour différentes valeurs de η .

2.3.5 Conclusions et perspectives

Les résultats issus de la simulation montrent que malgré le caractère unidimensionnel du processus d’évaporation, il est possible d’atteindre une densité dans l’espace des phases de 0.1 en un temps inférieur à 10 s, à partir d’une densité initiale dans l’espace des phases de 10^{-4} . On peut donc gagner trois ordres de grandeur en un temps inférieur à 10 s. Ceci peut être réalisé en choisissant le couple de valeurs (η, a) qui optimise la vitesse du processus d’évaporation.

Cependant ces résultats doivent être considérés avec précaution, et il faut souligner certains points et limites du modèle, qui ne permettent pas une représentation fidèle de la réalité :

- Les conditions initiales de l’expérience sont à ce stade mal connues (voir chapitre 3) et nécessitent d’être explicitées par des mesures précises de la température, de la densité et du nombre d’atomes. Dans l’expérience, le nombre d’atomes transférés actuellement dans le piège est plutôt de l’ordre de quelques millions, ce qui réalise une densité initiale dans l’espace des phases de l’ordre de 10^{-5} (au lieu de 10^{-4}).
- Les simulations présentées ont été réalisées en considérant une évaporation symétrique aux deux altitudes $z = \pm Z_{ev}$. Or au vu de la figure 2.15, il s’avère qu’une évaporation à l’altitude $z = +Z_{ev}$ serait réhibitoire au processus de refroidissement. En effet, après avoir absorbé un photon de l’onde micro-onde résonante à l’altitude $z = +Z_{ev}$, l’atome évaporé passe dans l’état $f = 4, m_f = +4, +3, +2$. Dans cet état, il reste piégé dans les directions horizontales, alors que suivant la direction verticale, il subit la gravité qui l’attire vers le bas. De ce fait, un atome évaporé à l’altitude $z = +Z_{ev}$, traverse le centre du piège $z = 0$, et peut entrer en collisions avec les atomes piégés : au cours de telles collisions, l’atome évaporé cède une

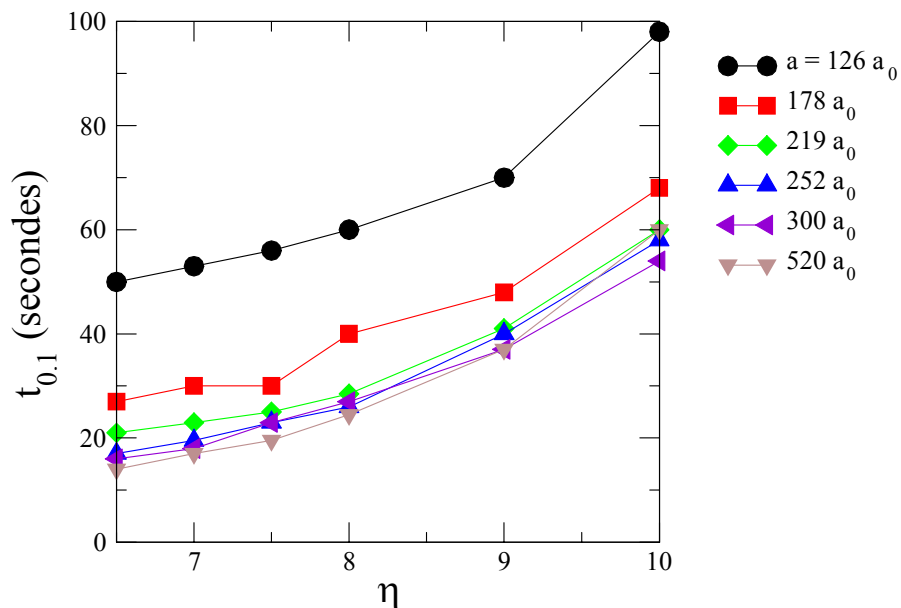


FIG. 2.25 – Variation du temps $t_{0.1}$, qui est le temps au bout duquel la densité dans l'espace des phases vaut 0.1, dans le cas où l'évaporation a lieu à l'altitude $z = -Z_{ev}$, en fonction de η et de la longueur de diffusion a .

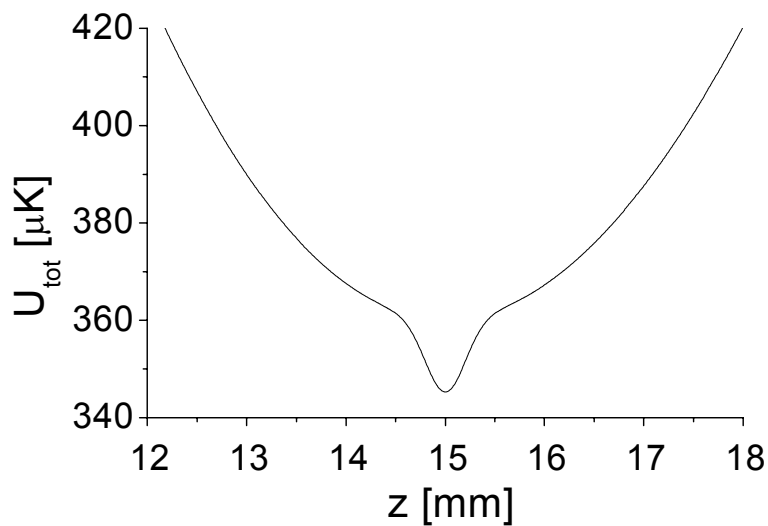


FIG. 2.26 – Potentiel vertical au voisinage du centre du piège $U_{tot}(0, 0, z_t \simeq 15 \text{ mm})$, obtenu en ajoutant au dispositif initial (voir section 1 de ce chapitre) un deuxième faisceau Nd :YAG se propageant suivant la direction (Ox), de puissance 15 W et focalisé avec un col $w_0 = 400 \mu\text{m}$.

partie de son énergie aux atomes du piège, rendant ainsi le processus de refroidissement complètement inefficace.

Nous avons simulé un processus d'évaporation où les atomes sont évaporés à l'altitude $z = -Z_{ev}$. Les résultats sont reproduits sur la figure 2.25. En comparant ces résultats à ceux obtenus dans le cas d'une évaporation symétrique aux altitudes $z = \pm Z_{ev}$, on constate que la valeur de η qui optimise la vitesse du processus semble diminuée et que le temps $t_{0,1}$ au bout duquel la densité dans l'espace des phases atteint 0.1 est augmentée (d'un facteur dépendant du couple (η, a)) : ainsi pour $(\eta, a) = (7.5, 520 a_0)$, on obtient $t_{0,1} \sim 18$ s, au lieu de 7 s environ dans le cas de l'évaporation symétrique. Les temps $t_{0,1}$ obtenus restent suffisamment courts pour pouvoir envisager un processus 1D à une altitude particulière.

- Dans les calculs de simulation, l'approximation utilisée $\sigma = 8\pi a^2$ n'est pas correcte pour des températures initiales proches de 5 μK . Ainsi, la valeur de la section efficace de collision initiale a été surestimée dans les simulations présentées, par rapport à sa valeur réelle $\sigma = \frac{8\pi a^2}{1+k^2 a^2}$. Par conséquent, on s'attend à ce que le processus d'évaporation soit plus lent dans la réalité. Toutefois, au cours de l'évaporation, la température diminue "assez rapidement" en dessous de 1 μK , et l'approximation à énergie nulle $\sigma = 8\pi a^2$ devient valable pour $a \ll 1000 a_0$. A titre d'exemple, pour $a = 500 a_0$, l'erreur commise est de l'ordre de $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim 20\%$ à 1 μK (voir chapitre 3).
- Une des limitations importantes du modèle est la non prise en compte de termes de pertes (gaz résiduel, trois corps), ainsi que de chauffage dû à la diffusion du faisceau Nd :YAG. Ces pertes et chauffage diminuent l'efficacité du processus de refroidissement. En pratique, les pertes peuvent être réduites par l'amélioration du vide pour celles dues au gaz résiduel, et par un choix judicieux de la longueur de diffusion, pour celles dues aux collisions à trois corps. Pour diminuer ces dernières, on peut abaisser la valeur du champ magnétique, afin de diminuer la longueur de diffusion, et réduire ainsi le taux de recombinaison à trois corps [167], comme mentionné dans le chapitre 1. Au cours de l'étude sur la recombinaison à trois corps [166], l'équipe de R. Grimm a constaté que l'effet du chauffage lié à ce phénomène est plus néfaste au processus de refroidissement évaporatif que les pertes elles-mêmes. Cet effet s'avère important dans le cas d'atomes de césium, du fait des grandes longueurs de diffusion positives qu'il peut posséder au-delà de 17 G (typiquement $a \sim 1200 a_0$ à 75 G). De ce fait, l'évaporation 1D qu'ils ont tentée par une technique d'ondes rf, s'est révélée inefficace devant cet effet. Pour maintenir un processus évaporatif efficace, il leur a été alors nécessaire de mettre en place une évaporation 3D, par une technique de refroidissement évaporatif tout optique (voir chapitre 1).

Au vu des résultats de l'équipe de R. Grimm sur la recombinaison à trois corps, il sera peut-être nécessaire d'augmenter la dimensionalité de l'évaporation dans notre piège. Pour cela, on peut envisager de combiner l'évaporation micro-onde 1D à une évaporation optique 2D. Cette dernière pourra être réalisée en diminuant progressivement la puissance du faisceau Nd :YAG vertical, laissant ainsi la possibilité aux atomes de s'échapper suivant les directions (Ox) et (Oy) . Une autre solution consisterait à rendre l'évaporation 1D plus efficace en augmentant le confinement des atomes suivant la direction verticale. Pour ce faire, l'adjonction d'un deuxième faisceau Nd :YAG, se propageant dans la direction (Ox) , pourra être mise en place : un faisceau de puissance égale à 15 W et focalisé au niveau du nuage avec un col $w_0 = 400 \mu\text{m}$, produit un puits de potentiel

supplémentaire suivant (Oz) de fréquence égale à 25 Hz (et de profondeur égale à $15 \mu\text{K}$) (voir figure 2.26). L'augmentation par un facteur 6 de la fréquence axiale pourra être mise à profit pour augmenter le taux de collisions élastiques (par le même facteur), et permettre d'augmenter l'efficacité d'une évaporation 1D.

2.4 Conclusion

Ce chapitre est consacré à la description du piège mixte utilisé dans notre expérience, depuis son principe jusqu'à sa réalisation expérimentale. Le piège repose sur l'emploi de deux types de forces : la force magnétique suivant la direction verticale et la force dipolaire suivant les directions horizontales. Outre le gradient de champ magnétique responsable du piégeage, le dispositif magnétique requiert un champ magnétique homogène nécessaire au piégeage des atomes polarisés dans l'état $f = 3, m_f = +3$, loin du centre de la bobine produisant la force magnétique. Ce champ homogène est aussi employé à la modification de la longueur de Feshbach, rendue possible par l'existence de résonances de Feshbach pour cet état. Ces résonances peuvent être avantageusement mises à profit au cours de l'évaporation forcée du nuage atomique, en vue de la réalisation de la condensation de Bose-Einstein. Nous avons réalisé des calculs numériques par une méthode type Monte-Carlo pour simuler la dynamique collisionnelle d'un gaz au cours d'une évaporation 1D. En effet, la technique d'évaporation rf ou micro-onde envisagée dans notre expérience ne permet de réaliser qu'une évaporation unidimensionnelle dans la direction verticale. Les résultats issus des simulations montrent que par un choix pertinent du couple de paramètres (η, a) , il est possible d'atteindre une densité dans l'espace des phases de 0.1 en un temps raisonnable de l'ordre de 10 s. Toutefois, le modèle présenté ici comporte plusieurs limites (voir paragraphe ci-dessus) qui rendent en pratique l'évaporation 1D beaucoup moins efficace. À terme, il faudra peut être envisager d'augmenter la dimensionalité de l'évaporation, en vue d'atteindre le régime de dégénérescence quantique.

Chapitre 3

Piège mixte : résultats et caractérisation du régime collisionnel

Dans ce chapitre, nous passons en revue les différentes expériences concernant la mise en œuvre du piège mixte. Les résultats présentés dans ce chapitre sont essentiellement issus d'expériences réalisées entre juillet 2002 et le début de l'année 2003. A ce stade de l'expérience, les résultats expérimentaux sont obtenus à partir d'une imagerie par fluorescence avec une caméra CCD nécessitant un temps de pose de 2 ms. Ce temps de pose relativement long, limite l'exploitation quantitative de ces résultats. Néanmoins, nous avons pu dégager un certain nombre de caractéristiques du piège, concernant notamment la durée de vie, et le régime collisionnel. L'acquisition très récente d'une caméra CCD plus sensible (possédant un meilleur rapport signal sur bruit) permettra à l'avenir d'utiliser des temps de pose courts (de l'ordre de 50 μ s). Cette caméra, couplée à une imagerie par absorption (actuellement en cours de développement) conduira à une meilleure analyse des données et à une compréhension plus fine des phénomènes.

Nous décrivons dans un premier temps la phase de préparation des atomes avant leur transfert dans le piège mixte. Dans un deuxième temps, nous présentons les caractéristiques du piège mixte issues directement de l'observation : durée de vie, oscillations du centre de masse et de la taille du nuage atomique. Nous exposons ensuite dans les deux paragraphes suivants, des études menées sur l'influence du faisceau Nd :YAG et sur l'influence du champ magnétique sur les caractéristiques du piège. Finalement, de cette dernière étude, nous déduisons et analysons le régime collisionnel des atomes à l'intérieur du piège.

3.1 Du PMO1 au piège mixte

Dans ce paragraphe, nous détaillons la séquence de préparation des atomes avant leur transfert dans le piège mixte, en présentant les différentes étapes de l'expérience : PMO1, transfert du PMO1 vers le PMO2, compression et refoiðissement dans le PMO2, polarisation dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$, et enfin transfert dans le piège mixte.

3.1.1 Chargement du piège magnéto-optique inférieur PMO2

Les atomes sont d'abord chargés dans le piège magnéto-optique supérieur PMO1¹ réalisé dans l'enceinte du haut. Ce premier piège magnéto-optique sert de source d'atomes au piège magnéto-optique inférieur PMO2, qui est situé 58 cm en contrebas. Pour un chargement optimal du PMO2, le PMO1 doit contenir un grand nombre d'atomes le plus froid possible. Les atomes issus du PMO1 sont donc ensuite refroidis grâce à une phase de mélasse optique de 10 ms. Dix millisecondes avant la coupure du gradient de champ magnétique, le désaccord passe de -3Γ à -10Γ , où Γ représente la largeur naturelle de la transition piègeante. L'intensité des 6 faisceaux est réduite de moitié environ, au cours de la phase de mélasse, précisément 5 ms après la coupure du gradient de champ magnétique. La séquence ainsi réalisée a été déterminée de manière empirique, en optimisant la température du nuage. Ainsi, nous avons pu obtenir des températures de $10 \mu\text{K}$ avec un nombre d'atomes pouvant varier de quelques 10^8 à quelques 10^9 dans le PMO1.

A l'issue de la mélasse, les faisceaux pièges sont coupés. Les atomes froids tombent alors sous l'effet de la gravité. Les atomes sont en vol libre pendant environ 345 ms sur la distance qui sépare les deux pièges magnéto-optiques. Du fait de leur température, ils subissent une expansion ballistique qui est d'autant plus importante que la température est plus élevée. Or, au cours de leur chute, les atomes doivent traverser deux obstacles placés respectivement à 10 cm et 48 cm sous le PMO1. Le premier est constitué par le tube métallique assurant le vide différentiel entre les deux enceintes, de diamètre intérieur de 8 mm et de longueur de 10 cm. Le deuxième est constitué par le col de la cellule en verre, de diamètre égal à 14 mm (pour les cellules de deuxième génération). Il est donc important que le nuage ait la température la plus basse possible à l'issue de la mélasse, afin de diminuer les pertes dues à l'expansion thermique du nuage. En effet, le nuage d'atomes de rayon initial r_0 , et de température T , possède à l'altitude h un rayon $r(h)$ égal à :

$$r(h) = \sqrt{r_0^2 + \Delta v_r^2 t^2(h)} \quad (3.1)$$

où $\Delta v_r^2 = \Delta v_x^2 + \Delta v_y^2 = \frac{2k_B T}{M}$ est la dispersion en vitesses des atomes après la phase de mélasse, et $t(h)$ est le temps de chute libre pour la hauteur h , soit $t^2(h) = \frac{2h}{g}$. La transmission T_r d'un obstacle de rayon R situé sous le PMO1 à une distance h est donnée par :

$$T_r = \frac{\int_0^R r e^{-r^2/(2r^2(h))} dr}{\int_0^\infty r e^{-r^2/(2r^2(h))} dr} = 1 - e^{-\frac{R^2}{2r^2(h)}} \quad (3.2)$$

Les atomes sortent du premier obstacle, constitué par le tube, 20 cm sous le PMO1. Avec $r_0 \simeq 700 \mu\text{m}$, $T \simeq 10 \mu\text{K}$, $R \simeq 4 \text{ mm}$, on obtient $r(h = 20 \text{ cm}) \simeq 7.1 \text{ mm}$ et $T_{r,tube} \simeq 15 \%$. Les atomes ayant passé ce premier obstacle ont une température inférieure à $3 \mu\text{K}$. Pour ces atomes, la transmission du col de la cellule situé 48 cm sous le PMO1 est estimé à $T_{r,col} \simeq 49 \%$. On s'attend donc à un taux de transfert T_r du PMO1 vers le PMO2 égal à $T_r = T_{r,tube} \cdot T_{r,col} \simeq 7 \%$ pour une température de $10 \mu\text{K}$. Ceci a été confirmé par les mesures expérimentales.

Afin d'avoir un nombre suffisant d'atomes dans le PMO2, on alimente ce dernier par plusieurs chargements du PMO1[120, 108]. Le nombre de chargements dépend de l'expérience que l'on souhaite réaliser. En général, nous chargeons le PMO1 pendant 600 ms environ (phase de mélasse comprise) puis nous l'éteignons (faisceaux pièges et gradient de champ magnétique) pendant 200

¹ voir chapitre 2

ms. Cette séquence est répétée périodiquement, toutes les 800 ms. La coupure du champ magnétique se fait grâce à un signal TTL adressé à un relais statique, ce qui nous assure des temps de coupure suffisamment courts. La coupure des faisceaux pièges s'effectue grâce à un modulateur acousto-optique, via une commande TTL qui permet de contrôler l'oscillation du quartz et qui permet des temps de coupure de l'ordre de la centaine de microsecondes. Pendant ce temps, le PMO2 est allumé (faisceaux et gradient de champ magnétique) et capture les atomes ainsi transférés. Le chargement multiple réalisé en continu permet d'obtenir dans le PMO2, entre $\sim 10^7$ et $\sim 10^8$ atomes les meilleurs jours. Les paramètres du PMO1 (notamment les champs magnétiques de compensation) ont été ultimement optimisés sur le nombre d'atomes du PMO2. La durée de vie de ce dernier atteint 30 s après deux jours d'étuvage de l'enceinte, mais se détériore au cours de l'expérience. Après plusieurs séries d'expériences en continu, elle peut être réduite de moitié.

3.1.2 Transfert des atomes du PMO2 vers le piège mixte

Pour charger le plus d'atomes possible dans un piège optique, le volume de piégeage, la densité atomique et la profondeur du piège doivent être maximaux. Or dans un piège optique, le volume de piégeage et la profondeur ne sont pas indépendants l'un de l'autre : dans un piège réalisé à partir d'un unique faisceau gaussien, de col w (rayon à $1/e^2$), ces deux paramètres varient respectivement comme w^2 et $1/w^2$. Plus le volume est grand, moins le piège est profond. Il faut donc en général trouver un compromis, et le chargement d'un piège optique repose sur l'optimisation des différents paramètres de piégeage. Le chargement d'un piège optique, ainsi que les mécanismes mis en jeu limitant le transfert, ont fait l'objet de plusieurs études [99, 55, 77]. Le chargement direct d'un échantillon atomique dense du piège magnéto-optique (PMO) vers un piège optique reste en général difficile. En effet, le piège doit posséder une profondeur plus grande (typiquement d'un facteur 5-6) que la température de l'échantillon atomique issu du PMO. Si la température dans le piège magnéto-optique est relativement grande, ce qui est le cas lorsque la densité est élevée, la profondeur du piège requise conduit à une limitation du volume de piégeage, et par conséquent du nombre d'atomes transférés.

A ce stade de l'expérience, pour refroidir davantage les atomes issus du PMO2, nous nous sommes limités à un refroidissement par mélasse optique, qui nous permet d'atteindre des températures voisines de $10 \mu\text{K}$. D'autres améliorations, comme l'application d'une méthode de refroidissement optique, pourront être apportées ultérieurement afin de diminuer la température de manière plus importante. Dans l'expérience, les atomes sont transférés directement de la mélasse optique vers le piège mixte, sans phase de refroidissement intermédiaire. Nous avons donc tenté de trouver de manière empirique une séquence temporelle qui permette un chargement optimal dans ces conditions. La description de cette séquence fait l'objet du paragraphe suivant.

3.1.2.1 Compression et refroidissement par mélasse d'atomes issus du PMO2

Dans notre configuration de piégeage, le transfert est délicat dans les directions d'espace où le confinement est réalisé par les forces optiques, c'est à dire dans le plan horizontal (Oxy). Suivant la direction (Oz), le transfert ne pose pas de problème puisque le potentiel vertical, qui est de nature magnétique, est suffisamment "lâche" (sa fréquence vaut typiquement 4.5 Hz) et profond (plusieurs centaines de microkelvins) pour ne pas limiter le chargement dans cette direction. Le volume de piégeage est donc délimité par un cylindre d'axe vertical, long typiquement de 1 mm

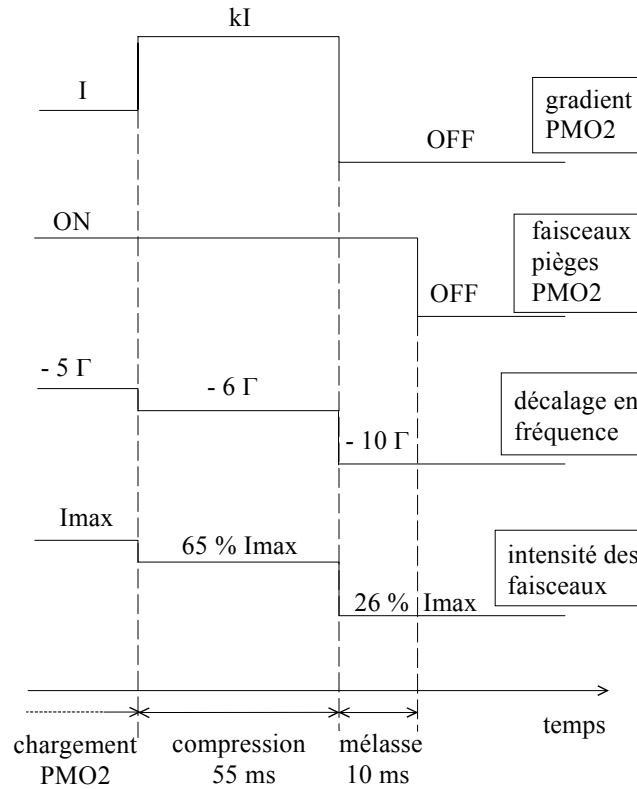


FIG. 3.1 – Séquence temporelle de la phase de compression, suivie de la phase de mélasse, à l'issue du chargement du PMO2.

suivant (Oz) et de rayon dans le plan horizontal (Oxy) compris entre 200 et 260 μm (valeur du col du faisceau laser Nd :YAG à l'endroit du piège). De plus, la profondeur du potentiel dans le plan horizontal est relativement faible, 50 μK typiquement. A l'issue du PMO2, les atomes doivent être par conséquent refroidis et "comprimés" le plus possible dans les directions horizontales. Au vu des courbes concernant l'efficacité de transfert (voir chapitre 2), il apparaît que plus le nuage initial est petit dans les directions horizontales, plus le taux de transfert est grand. Nous avons donc effectué une phase de compression, afin de réduire la taille du nuage atomique dans ces directions. Cette phase de compression, d'une durée de 55 ms, est réalisée en augmentant la valeur du gradient de champ magnétique du PMO2 d'un facteur k , 65 ms avant l'extinction des faisceaux pièges du PMO2. Au cours de cette phase, nous réduisons de 35 % l'intensité des faisceaux pièges et nous augmentons le désaccord à -6Γ (au lieu de -5Γ lors du chargement du PMO2). Ces précautions ont pour but d'éviter un chauffage des atomes dû à l'augmentation de la densité. Les atomes subissent ensuite une phase de refroidissement de 10 ms dans une mélasse optique traditionnelle. Simultanément à la coupure du gradient de champ magnétique, l'intensité des faisceaux pièges est réduite de 74 %, et le désaccord des faisceaux par rapport à la transition de piégeage passe à -10Γ . La séquence de compression et de mélasse est représentée sur la figure 3.1.

Les figures 3.2 et 3.3 montrent les variations de la taille du nuage et de sa température en fonction du facteur de compression k et de la durée de la phase compression. Pour la réalisation de ces courbes, nous avons eu recours à la technique usuelle du temps de vol dont le principe a été

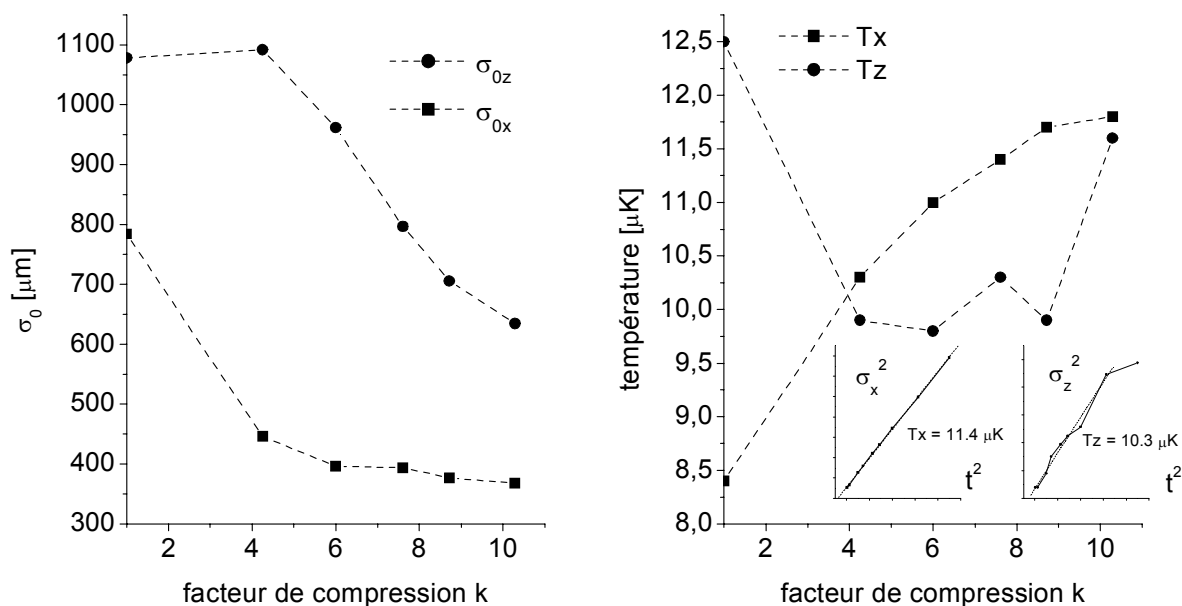


FIG. 3.2 – Influence du facteur de compression k sur la taille σ_0 et sur la température du nuage atomique, à l'issue d'une phase de compression de 55 ms, et d'une phase de mélasse de 10 ms. En encart, exemple de détermination des températures T_x et T_z par temps de vol : les températures sont reliées aux pentes des droites $\sigma_{x,z}^2(t^2)$.

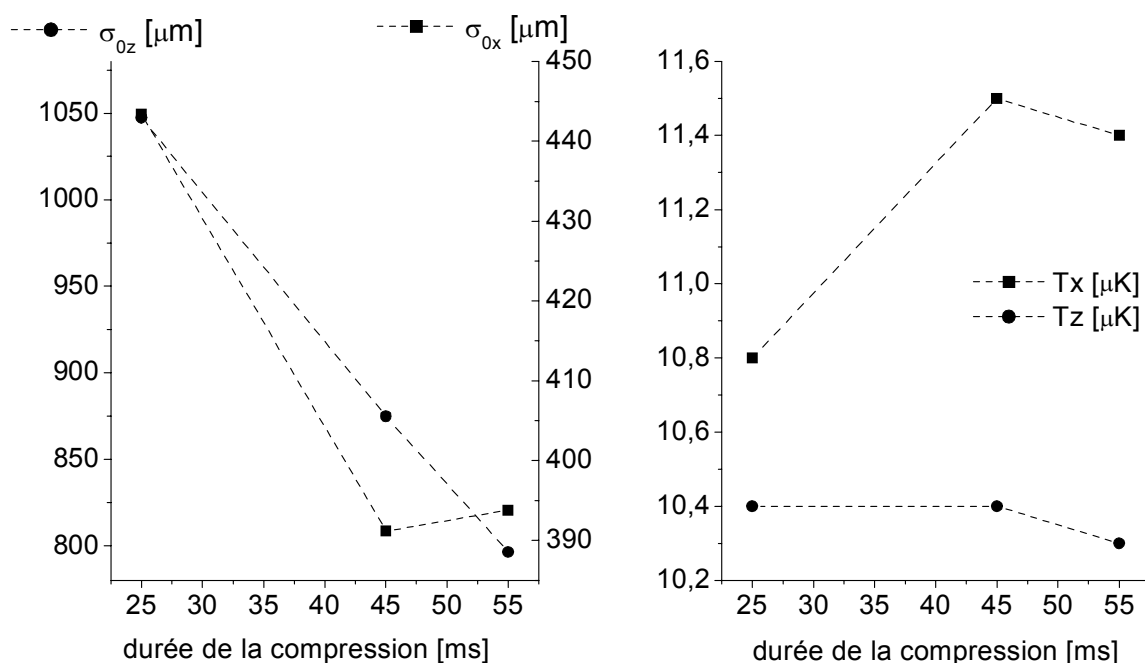


FIG. 3.3 – Variation de la taille et de la température du nuage en fonction de la durée de la compression, à l'issue d'une phase de compression réalisée pour $k = 7.6$ et d'une phase de mélasse de 10 ms.

exposé dans le chapitre 2. Nous avons donc pris une série de photographies du nuage comprimé et refroidi, entre 2 et 30 ms après le début de sa chute. On extrait de chaque cliché le rayon du nuage suivant l'axe vertical (Oz), que l'on note σ_z (rayon à $1/\sqrt{e}$), et celui suivant l'axe (Ox), noté σ_x (rayon à $1/\sqrt{e}$). Ces largeurs sont mesurées en utilisant la technique de fluorescence. Pour ce faire, nous éclairons l'échantillon atomique par un flash de lumière quasi-résonante (désaccordée de -1Γ par rapport à la transition piège) et d'intensité de 40 mW/cm^2 (soit 36 fois l'intensité de saturation $I_{sat} \simeq 1.1 \text{ mW/cm}^2$ de la transition piègeante) pendant une durée de 2 ms environ. Ce flash de lumière est en fait issu des 6 faisceaux pièges du PMO2. Cette méthode destructive est peu précise car le flash perturbe le milieu atomique en produisant le chauffage du nuage. Par conséquent, il faut considérer avec prudence les mesures absolues de $\sigma_{x,z}(t)$ par cette méthode car elles surestiment les valeurs de ces largeurs. L'augmentation de ces largeurs en fonction du temps de chute nous permet de déterminer les températures suivant ces mêmes axes T_x et T_z (voir courbes en encart de la figure 3.2), selon la loi $\sigma_{x,z}^2(t) = \sigma_{0x,z}^2 + \frac{k_B T_{x,z}}{M} t^2$. Un ajustement linéaire des courbes représentant $\sigma_{x,z}^2(t)$ nous permet de déterminer $\sigma_{0x,z}$ et $T_{x,z}$. Dans notre configuration de piégeage, le faisceau Nd :YAG étant dirigé suivant l'axe (Oz), on cherche donc à réduire le nuage suivant les directions (Ox) et (Oy) afin qu'il s'adapte au mieux au faisceau Nd :YAG. La figure 3.2 montre qu'à partir de $k = 6$, σ_{0x} ne diminue plus et a été réduit de moitié par rapport à sa valeur sans compression ($k = 1$), alors que la température T_x continue d'augmenter. La figure 3.3 montre quant à elle, que la phase de compression doit être appliquée assez longtemps, plus de 45 ms, pour que σ_{0x} soit réduit de 10 % environ. Dans tous les cas, l'augmentation du facteur de compression ou de la durée de compression s'accompagne d'une augmentation de la température suivant (Ox) T_x . Ces deux paramètres ont été ultimement optimisés sur le nombre d'atomes transférés dans le piège mixte. La série d'expériences présentées dans ce chapitre a été réalisée à partir d'une phase de compression de 55 ms, avec un facteur $k = 7.6$. Ces valeurs ont été choisies de manière empirique pour maximiser le nombre d'atomes dans le piège mixte mais elles ne sont pas définitives. Elles dépendent en effet des paramètres du piège magnéto-optique. Or au cours de ces trois années de thèse, nous avons dû faire face à une instabilité chronique du PMO2, qui se désalignait (la stabilisation en température de la pièce devra permettre une meilleure stabilité du montage). Par suite du réaligement de tous les faisceaux, la forme et la taille du PMO2, ainsi que ses paramètres de fonctionnement étaient modifiés. En général, les paramètres du PMO2 étaient optimisés pour obtenir à l'issue de la phase de compression et de la phase de mélasse de 10 ms, une température voisine de $10 \mu\text{K}$.

3.1.2.2 Polarisation dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$

A l'issue de la mélasse optique, les atomes sont ensuite polarisés dans l'état Zeeman $|f = 3, m_f = +3\rangle$ avant d'être transférés dans le piège mixte. La figure 3.4 présente la séquence temporelle utilisée pour polariser les atomes avant leur transfert dans le piège mixte. Pour ce faire, les atomes doivent être au préalable pompés dans le niveau hyperfin $|6^2S_{1/2}, f = 3\rangle$. On réalise cette opération en éteignant le faisceau repompeur 500 μs environ avant l'extinction des faisceaux pièges du PMO2. Ainsi, tous les atomes sont dépomés du niveau hyperfin $|6^2S_{1/2}, f = 4\rangle$ vers $|6^2S_{1/2}, f = 3\rangle$. Les atomes sont ensuite pompés optiquement dans l'état Zeeman désiré $|f = 3, m_f = +3\rangle$, dans un champ magnétique homogène de quelques Gauss, vertical dirigé vers le bas. Ce champ est produit par la paire de bobines en configuration de Helmholtz, parcourue par un courant de quelques centaines de milliampères. C'est la même paire de bobines qui crée

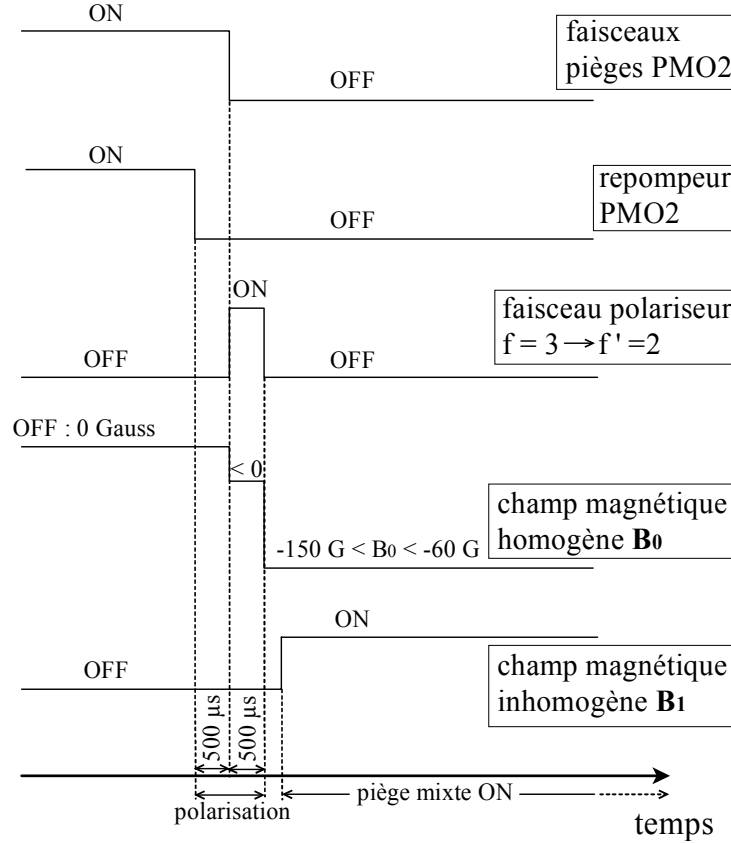


FIG. 3.4 – Schéma de la séquence utilisée pour polariser les atomes dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$. Une fois polarisés, les atomes sont transférés dans le piège mixte (\vec{B}_1 est le champ magnétique inhomogène créé par les deux barres, et responsable de la force de piégeage magnétique (voir chapitre 2)).

le champ homogène nécessaire au piège mixte $\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z$ (avec $B_0 < 0$) dont le rôle a été décrit au chapitre 2. On gardera cette notation par la suite. Pendant la phase de polarisation, la norme de \vec{B}_0 ne vaut que quelques Gauss, tandis que lors du fonctionnement du piège mixte, elle est comprise entre 60 G et 150 G, suivant l'expérience que l'on souhaite réaliser. Pour produire le pompage optique, on utilise une impulsion laser de $500 \mu\text{s}$ issue d'un faisceau résonant avec la transition $|6^2S_{1/2}, f = 3\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, f' = 2\rangle$. Ce faisceau est obtenu à partir du faisceau asservi sur la transition $|6^2S_{1/2}, f = 3\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, f' = 4\rangle$ (transition du repompeur), qui traverse un acousto-optique modulé à 176 MHz. Après un double passage, on recueille l'ordre -1 de l'ordre -1. Le faisceau ainsi généré est résonant avec la transition souhaitée $|6^2S_{1/2}, f = 3\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, f' = 2\rangle$. Reste à lui associer la polarisation adéquate. Une polarisation σ^+ permet l'accumulation des atomes dans les états $|f = 3, m_f = +3\rangle$ et $|f = 3, m_f = +2\rangle$ avec une probabilité de désexcitation vers l'état $|f = 3, m_f = +2\rangle$ 3 fois plus faible que celle vers $|f = 3, m_f = +3\rangle$. Afin de ramener les atomes égarés dans $|f = 3, m_f = +2\rangle$ vers $|f = 3, m_f = +3\rangle$, la présence d'une petite composante de lumière polarisée π est nécessaire. Une fois dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$, les atomes ne sont plus excités par le faisceau polariseur : ils sont dans un état noir. Le processus de pompage optique est illustré

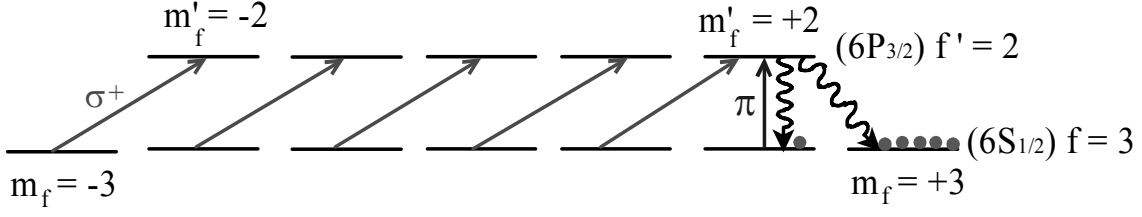


FIG. 3.5 – Schéma du processus de pompage optique vers l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$. La composante de lumière polarisée σ^+ permet d'accumuler les atomes dans les états $|f = 3, m_f = +2, +3\rangle$. La présence d'une composante de lumière polarisée π permet de ramener les atomes de l'état $|f = 3, m_f = +2\rangle$ vers $|f = 3, m_f = +3\rangle$ par pompage optique.

sur la figure 3.5.

Afin d'engendrer ces deux composantes de polarisation, nous avons choisi dans un premier temps de n'utiliser qu'un seul faisceau de polarisation. Le faisceau polarisé circulairement droit se propage dans le plan vertical, suivant une direction faisant un petit angle par rapport à la verticale. Ce dispositif est schématisé sur la figure 3.6a où $\vec{e}_{z'}$ désigne le vecteur unitaire de propagation du faisceau et θ , l'angle entre la direction de propagation et la verticale. Détaillons le processus de pompage optique dans le référentiel du laboratoire défini par les vecteurs $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$. L'axe de quantification défini par le champ magnétique \vec{B}_0 est orienté dans le sens opposé à \vec{e}_z . Les vecteurs unitaires $\vec{\varepsilon}_0, \vec{\varepsilon}_+, \vec{\varepsilon}_-$ représentant respectivement les polarisations atomiques π, σ^+, σ^- s'écrivent dans le repère $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$:

$$\vec{\varepsilon}_0 = -\vec{e}_z \quad (3.3)$$

$$\vec{\varepsilon}_+ = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_x - i\vec{e}_y) \quad (3.4)$$

$$\vec{\varepsilon}_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_x + i\vec{e}_y) \quad (3.5)$$

Le faisceau se propage suivant $\vec{e}_{z'}$ et a une polarisation circulaire droite dans le repère défini par $(\vec{e}_{x'}, \vec{e}_{y'}, \vec{e}_{z'})$ dont on peut écrire le vecteur de polarisation comme :

$$\vec{\varepsilon}'_+ = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_{x'} - i\vec{e}_{y'}) \quad (3.6)$$

avec

$$\vec{e}_{x'} = \cos\theta\vec{e}_x - \sin\theta\vec{e}_z \quad (3.7)$$

$$\vec{e}_{y'} = \vec{e}_y \quad (3.8)$$

$$\vec{e}_{z'} = \sin\theta\vec{e}_x + \cos\theta\vec{e}_z \quad (3.9)$$

En projetant l'état de polarisation du faisceau $|\vec{\varepsilon}'_+\rangle$ sur les différents états de polarisation $|\vec{\varepsilon}_0\rangle, |\vec{\varepsilon}_+\rangle, |\vec{\varepsilon}_-\rangle$ définis par le champ magnétique, on obtient les contributions des composantes π, σ^+, σ^-

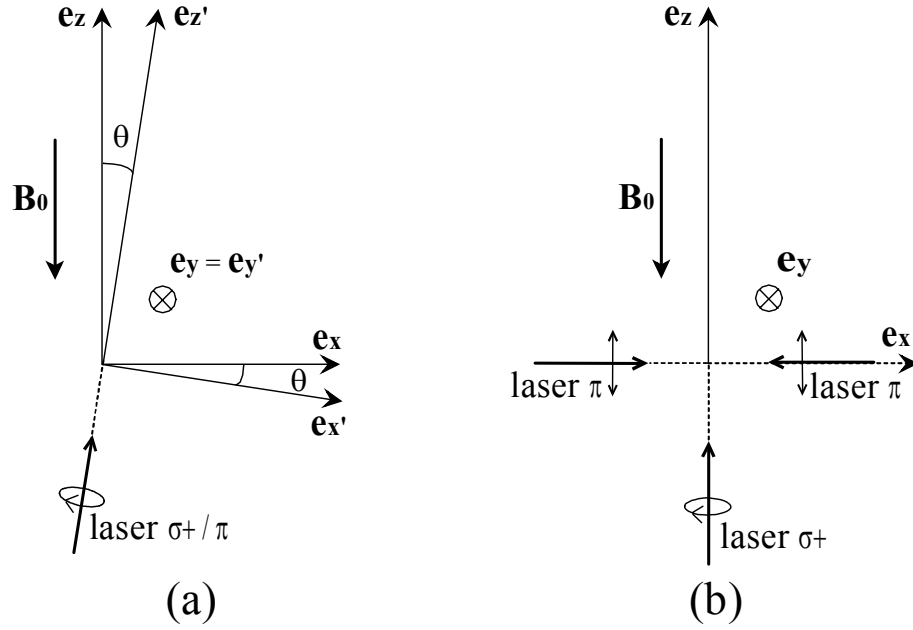


FIG. 3.6 – Schéma des deux configurations utilisées pour produire les polarisations σ^+ et π , afin de polariser les atomes dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$. (a) dispositif employant un faisceau laser polarisé circulairement droit, faisant un petit angle θ avec l'axe (Oz). (b) dispositif employant deux faisceaux lasers : un polarisé circulairement se propageant suivant l'axe (Oz), le deuxième polarisé rectilignement ($// \vec{e}_z$), se propageant suivant l'axe (Ox).

du faisceau polariseur en fonction de l'angle θ , que l'on considère petit :

$$\left| \langle \vec{\varepsilon}'_+ | \vec{\varepsilon}_0 \rangle \right| \simeq \frac{\theta}{\sqrt{2}} \quad (3.10)$$

$$\left| \langle \vec{\varepsilon}'_+ | \vec{\varepsilon}_+ \rangle \right| \simeq 1 - \frac{\theta^2}{4} \quad (3.11)$$

$$\left| \langle \vec{\varepsilon}'_+ | \vec{\varepsilon}_- \rangle \right| \simeq \frac{\theta^2}{4} \quad (3.12)$$

La composante σ^- du faisceau polariseur n'est pas nulle mais est négligeable par rapport aux composantes π et σ^+ , puisqu'elle varie en θ^2 .

On retrouve bien d'après les formules précédentes que dans le cas où $\theta = 0$, la polarisation du faisceau est purement σ^+ .

Dans ce dispositif, l'angle θ est un paramètre critique, qui modifie l'efficacité de polarisation. Si la valeur de θ est trop faible, voire nulle, la composante de polarisation π s'avère insuffisante pour ramener tous les atomes de l'état $|f = 3, m_f = +2\rangle$ vers $|f = 3, m_f = +3\rangle$. Ce dispositif est sensible à l'alignement du faisceau polariseur dans l'expérience. L'angle θ pouvait se dérégler par rapport à sa valeur optimale. Malgré la bonne efficacité de polarisation que l'on a pu atteindre avec ce dispositif (85 % à 95 % d'efficacité), il nous a fallu l'abandonner au profit d'un autre moins sensible aux instabilités.

Nous avons donc opté pour un dispositif où la composante de polarisation π est créée indépendamment de la composante σ^+ et indépendamment de tout angle. Pour ce faire, le faisceau

résonant avec la transition $|6^2S_{1/2}, f = 3\rangle \longrightarrow |6^2P_{3/2}, f' = 2\rangle$ est divisé en deux faisceaux. Le premier faisceau polarisé circulairement droit se propage parallèlement à l'axe vertical, réalisant ainsi une lumière polarisée purement σ^+ . Le deuxième, polarisé rectilignement parallèlement à \vec{e}_z se propage suivant l'axe (Ox), réalisant ainsi une lumière polarisée purement π . Ce faisceau traverse une première fois la cellule avant d'être réfléchi et de traverser la cellule une deuxième fois. Ce double passage par rétro-réflexion empêche de communiquer une vitesse initiale suivant l'axe (Ox) aux atomes dans le piège mixte. Ce dispositif est schématisé sur la figure 3.6b.

Pour vérifier la qualité du pompage, on réalise une série d'expériences de type Stern et Gerlach. Après le processus de polarisation, on applique pendant environ 30 ms, un gradient de champ magnétique intense dérivant du champ inhomogène $\vec{B}_1(x, z)$ produit par les deux barres. Soumis à ce gradient, un atome dans un sous-niveau Zeeman $|f, m_f\rangle$ subit une force magnétique $\vec{F} = -m_f g_f \mu_B \overrightarrow{\text{grad}} |\vec{B}|$ qui dépend de la valeur de m_f . En particulier, suivant l'axe (Oz), les atomes vont évoluer différemment selon leur état de polarisation. A l'issue de cette phase de gradient de champ magnétique intense, les atomes sont séparés spatialement comme le montrent les figures 3.7 (voir cas (b), (c), (d)) et 3.8. Ces clichés ont été réalisés sur des atomes polarisés dans des états Zeeman $|f = 3, m_f < 0\rangle$ après application d'un gradient de champ magnétique de 72 G/cm pendant 30 ms. Pour cela, on utilise le même dispositif optique que celui illustré sur la figure 3.6b. Seul le sens du champ magnétique définissant l'axe de quantification change : pour polariser des atomes dans l'état $|f = 3, m_f = -3\rangle$, le champ \vec{B}_0 doit être orienté vers le haut ($B_0 > 0$). Ainsi, le faisceau polarisé circulaire droit correspond à une polarisation atomique σ^- , avec cette configuration de champ magnétique. On optimise l'alignement, l'intensité et la polarisation des faisceaux polariseurs afin de maximiser l'efficacité de polarisation dans l'état $|f = 3, m_f = -3\rangle$. La même expérience réalisée sur des atomes polarisés dans des états $|f = 3, m_f > 0\rangle$ ne pouvait être effectuée avec une telle valeur de gradient de champ magnétique à l'époque où ces images ont été prises. En effet, comme on l'a vu dans le deuxième chapitre, pour produire, dans la région située au-dessus des deux barres (région visualisée par la caméra CCD), un puits de potentiel suffisamment profond pour piéger verticalement les atomes polarisés dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$, l'amplitude du champ \vec{B}_0 doit être plus grande (de 20 G au moins) que l'amplitude du champ $\vec{B}_1(0, z_t)$ à la position de piégeage z_t . A l'époque, l'alimentation disponible ne permettait pas des valeurs de $|B_0|$ supérieures à 80 G, ce qui imposait une limite supérieure à la valeur du gradient de champ magnétique. Cette limite estimée de manière empirique, s'avérait proche de 31 G/cm (valeur du gradient compensant la gravité pour des atomes dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$), valeur qui ne permet pas une grande séparation spatiale des atomes dans des états Zeeman différents, comme on le voit sur la figure 3.9. L'efficacité de polarisation dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ est estimée entre 85 % à 90 %. Sur les images (c) et (e) de la figure 3.9, on observe que le nuage est "poussé" vers le haut par le faisceau σ^+ : on estime à partir de ces clichés, que l'impulsion communiquée au nuage est de l'ordre de $20\hbar k$ où k est le vecteur d'onde de la lumière issue du faisceau σ^+ .

La qualité de la polarisation, en particulier l'efficacité du faisceau polarisé π , est vérifiée ultimement, une fois les atomes transférés dans le piège mixte. Seuls les atomes polarisés dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ restent piégés dans le piège lorsque le gradient de champ magnétique est fixé à 31G/cm au point de piégeage. La phase de piégeage permet de contrôler si à l'issue de la phase de polarisation, une fraction des atomes subsiste dans l'état $|f = 3, m_f = +2\rangle$. En effet si tel est le cas, les atomes polarisés dans l'état $|f = 3, m_f = +2\rangle$ tombent sous l'effet de la gravité, car le gradient

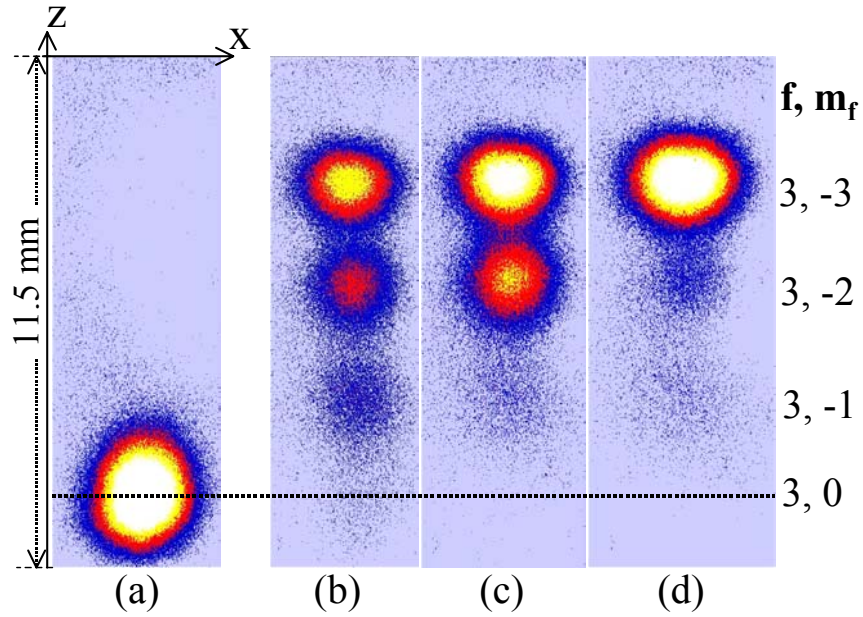


FIG. 3.7 – Efficacité du dispositif de polarisation (figure 3.6b) testée sur des atomes polarisés dans $|f = 3, m_f < 0\rangle$. (a) Image du nuage atomique 30 ms après l’extinction du PMO2, en l’absence de gradient de champ magnétique et de faisceau polariseur. En appliquant un fort gradient de champ magnétique (> 70 G/cm) pendant 30 ms, les atomes dans des états Zeeman différents peuvent être séparés spatialement. (b) Sans faisceau polariseur, on observe des atomes dans les états $|f = 3, m_f = -3, -2, -1, 0\rangle$. (c) En présence du faisceau σ^- , les atomes sont majoritairement dans les états $|f = 3, m_f = -3, -2\rangle$. (d) En présence du faisceau σ^- et des faisceaux π , les atomes sont pompés dans l’état $|f = 3, m_f = -3\rangle$.

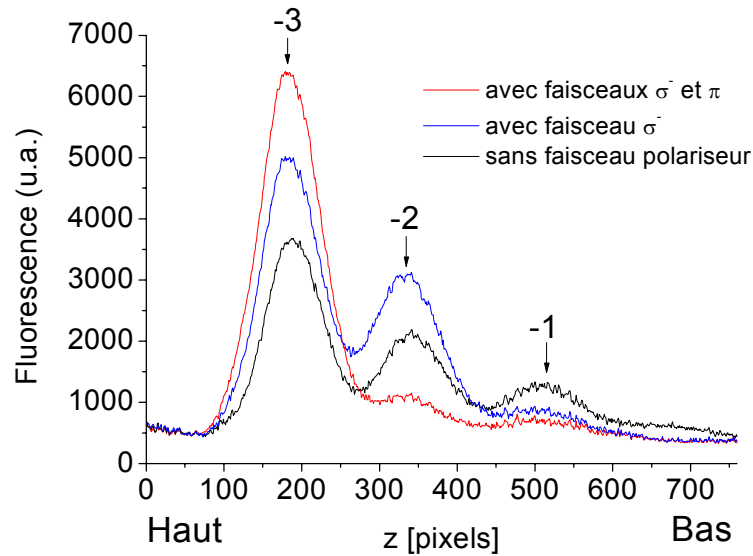


FIG. 3.8 – Profils d’intensité suivant l’axe (Oz) correspondant à la figure 3.7. L’efficacité de polarisation dans l’état $|f = 3, m_f = -3\rangle$ est estimée entre 85 et 90 %.

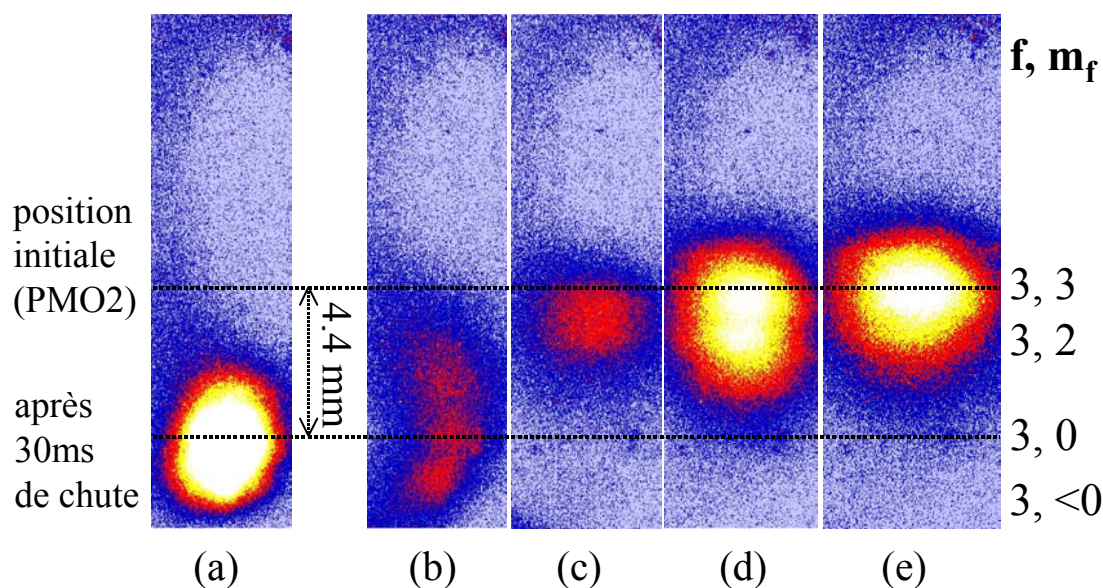


FIG. 3.9 – Efficacité du processus de polarisation des atomes dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$. (a) Image du nuage 30 ms après extinction du PMO2, en l'absence de gradient de champ magnétique et de faisceau polariseur. En présence d'un gradient de champ magnétique proche de 31 G/cm appliqué pendant 30 ms, les atomes dans des états Zeeman différents sont légèrement séparés spatialement (b,c,d). (b) en l'absence de faisceau polariseur. (c) en présence des faisceaux polarisés π , les atomes sont polarisés dans les états Zeeman extrêmes $|f = 3, m_f = +3\rangle$ et $|f = 3, m_f = -3\rangle$ (non visibles à l'image). (d) en présence du faisceau σ^+ , les atomes sont majoritairement pompés dans les états $|f = 3, m_f = +2, +3\rangle$. (e) en présence des faisceaux σ^+ et π , les atomes sont pompés dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$.

de champ magnétique de 31G/cm s'avère insuffisant pour compenser la gravité pour ces atomes². La figure 3.10 montre l'évolution du nuage atomique polarisé dans les états $|f = 3, m_f = +2, +3\rangle$ entre 10 ms et 80 ms après son transfert dans le piège mixte. A partir de 40 ms, les atomes dans l'état $|f = 3, m_f = +2\rangle$ se détachent très nettement de ceux dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ qui restent piégés et tombent sous l'effet de la gravité.

3.1.2.3 Séquence générale

La séquence utilisée pour transférer les atomes dans le piège mixte depuis le PMO1 est schématisée sur la figure 3.11. Cette séquence est réalisée en présence³ du faisceau Nd :YAG se propageant verticalement et focalisé au niveau du PMO2 à la puissance de 15 W. En général, le PMO2 qui est alimenté à partir de 6 chargements du PMO1 (voir paragraphe 3.1.1) compte entre 5×10^7 et 5×10^8 atomes (dans ce cas, on a mesuré qu'un chargement apporte environ 5×10^7 atomes). Avant l'extinction des faisceaux pièges du PMO2, on réalise la phase de compression de 55 ms suivie

²La valeur du gradient de champ magnétique compensant la gravité vaut pour les atomes dans l'état $|f = 3, m_f = +2\rangle$ 46.5 G/cm.

³Le faisceau Nd :YAG réalise ainsi un guidage des atomes du PMO1 vers le PMO2, permettant d'améliorer le taux de transfert entre les deux PMO d'un facteur voisin de 1.5.

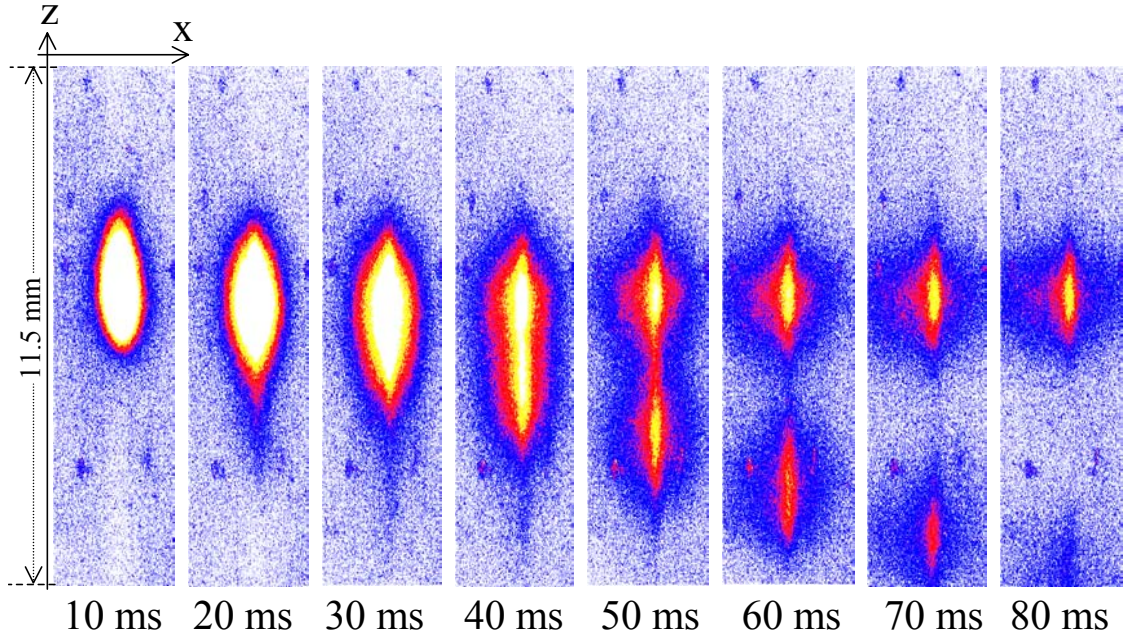


FIG. 3.10 – Images prises à différents instants t , comptés à partir de l'allumage du piège mixte. En l'absence de faisceau polariseur π , les atomes sont polarisés dans les états Zeeman $|f = 3, m_f = +2, +3\rangle$. Seuls ceux dans l'état $m_f = +3$ restent piégés, tandis que ceux dans $m_f = +2$ tombent sous l'effet de la gravité.

de la phase de mélasse de 10 ms, évoquées dans le paragraphe précédent (voir figure 3.1). Après extinction des faisceaux pièges du PMO2, les faisceaux polariseurs ainsi qu'un champ magnétique de quelques Gauss (dirigé verticalement vers le bas) sont appliqués pendant 500 microsecondes afin de polariser les atomes dans l'état Zeeman $|f = 3, m_f = +3\rangle$ (voir figure 3.4). Notons qu'au cours de cette phase de polarisation, les atomes sont libres (*i.e.* ils ne sont pas piégés) et évoluent donc sous l'effet de la gravité. Une fois les atomes polarisés, on "allume" le piège mixte, en augmentant rapidement (en moins de 2 ms)⁴ la norme du champ \vec{B}_0 à 100 G typiquement, puis en "allumant" le champ inhomogène \vec{B}_1 responsable du piégeage vertical (voir figure 3.4). Les champs \vec{B}_0 et \vec{B}_1 étant dirigés tous deux verticalement mais dans le sens opposé (vers le bas pour \vec{B}_0 et vers le haut pour \vec{B}_1), l'ajustement de la valeur⁵ de \vec{B}_0 doit être réalisé avant l'"allumage" de \vec{B}_1 (typiquement 500 μs avant), afin que les atomes évoluent en permanence dans un champ magnétique non nul orienté vers le bas et restent ainsi polarisés dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$. Dans le cas contraire, le champ magnétique peut changer d'orientation si bien que les atomes peuvent subir une transition dépolarisante de type Majorana et par suite être perdus.

Au cours de l'étude du piège mixte, il faut veiller à ce qu'aucun atome issu du PMO1 ne vienne perturber le piège mixte. En effet, les collisions entre ces atomes énergétiques et ceux du piège créeraient des pertes supplémentaires à un corps du type $\frac{dN}{dt} = -\alpha N$ avec α paramètre

⁴Les temps de montée rapides du courant sont obtenus grâce à un circuit de rétro-action monté sur l'amplificateur de puissance alimentant les bobines. On trouvera une description détaillée de ce circuit en annexe de la référence [20].

⁵Dans le chapitre 2, on a vu que pour piéger les atomes à la position $z_t > 0$, la condition $B_{1z}(0, z_t) < |B_0|$ devait être satisfaite.

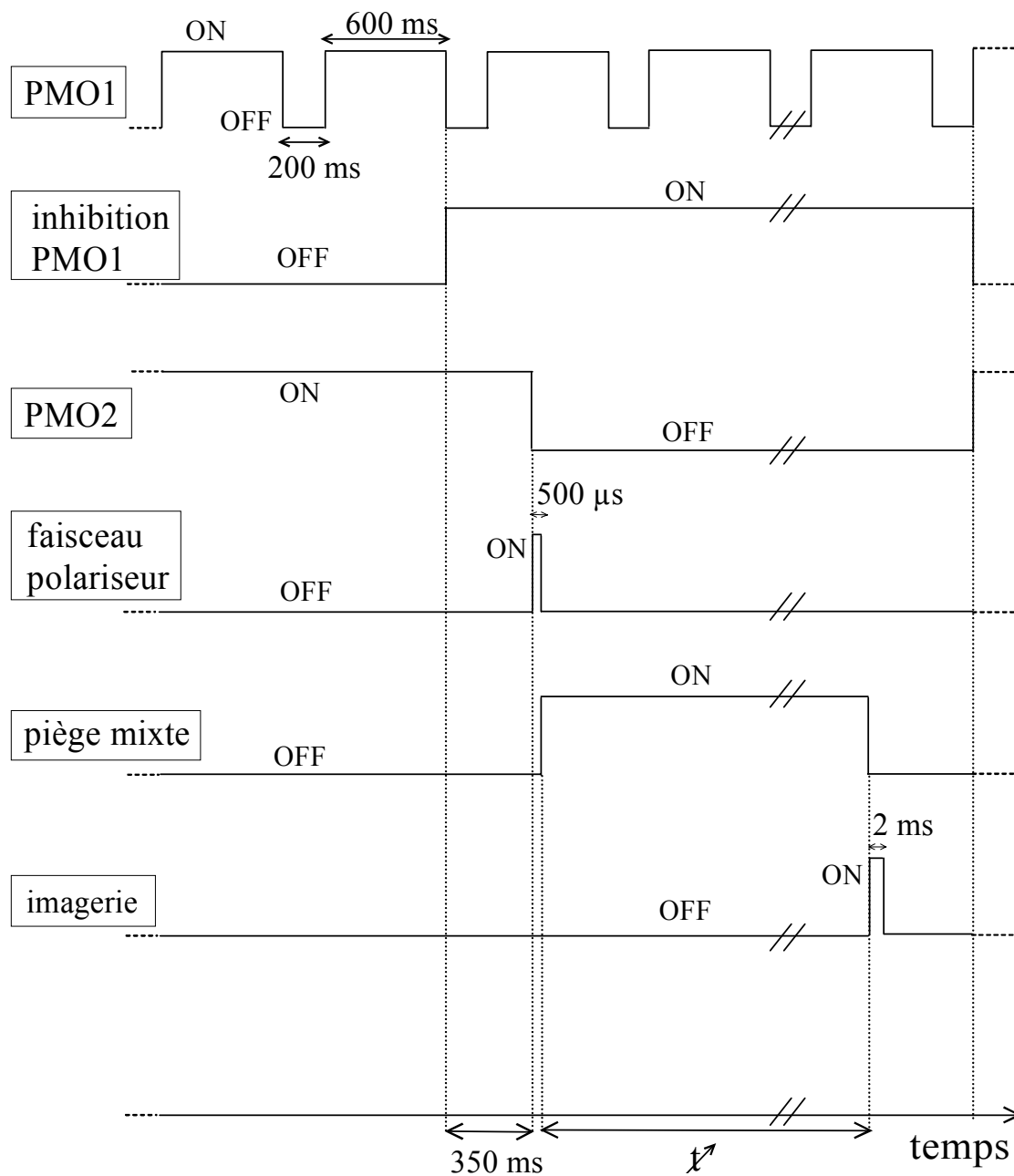


FIG. 3.11 – Schéma de la séquence utilisée pour transférer les atomes dans le piège mixte. On prend une photographie des atomes piégés, à l'instant t , compté à partir de l'allumage du piège mixte.

indépendant de la densité. Pour s'affranchir de ces collisions, nous inhibons le chargement par le PMO1 en coupant les faisceaux du PMO1 au moyen d'un obturateur mécanique contrôlé par un relais statique (lui-même alimenté par un signal TTL). Cette inhibition est réalisée pendant toute la durée d'étude du piège mixte, notée t sur la figure 3.11. A l'instant t , on éteint le piège mixte, en coupant les champs \vec{B}_0 et \vec{B}_1 , puis on repompe les atomes dans le niveau hyperfin $|6^2S_{1/2}, f = 4\rangle$ en allumant le faisceau repompeur pendant $500 \mu\text{s}$. Avant de prendre l'image, on éclaire le nuage pendant 2 ms par un flash de lumière quasi-résonante par rapport à la transition $|6^2S_{1/2}, f = 4\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, f' = 5\rangle$ (même méthode que celle exposée précédemment). On observe ainsi la fluorescence des atomes piégés. La technique de fluorescence étant destructive, la séquence reprend depuis le début pour transférer un nouvel échantillon atomique dans le piège mixte.

3.2 Observations

3.2.1 Durée de vie

La figure 3.12 représente une courbe de durée de vie du piège mixte, à partir de l'instant $t = 0$, instant à partir duquel le piège mixte est branché (voir figure 3.11).

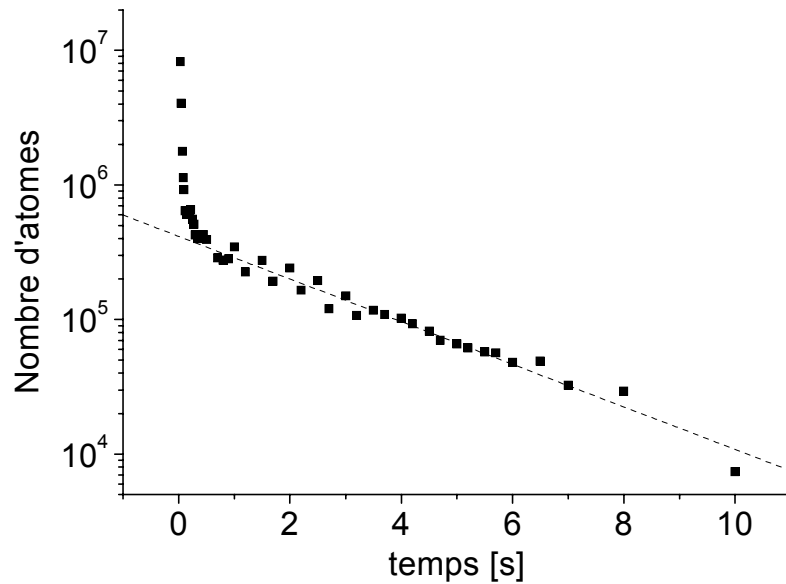


FIG. 3.12 – Evolution temporelle du nombre d'atomes piégés (ordonnée en échelle logarithmique). La droite représentée en pointillés résulte d'un ajustement linéaire réalisé à partir de 2 s environ. La courbe a été obtenue avec les paramètres suivants : $I \simeq 6.7 \text{ A/spire}$, $\vec{B}_0 \simeq -70 \text{ G } \vec{e}_z$, $P_{YAG} \simeq 14 \text{ W}$.

Entre 0 et 100 ms environ, une partie du signal de fluorescence est issue d'atomes polarisés dans l'état $|f = 3, m_f = +2\rangle$ (voir figure 3.10), et d'atomes non piégés par le faisceau Nd :YAG (*i.e.* ceux qui sont situés à une distance de l'axe vertical supérieure au col du faisceau). Au-delà, on observe seulement des atomes polarisés dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ et piégés par le faisceau Nd :YAG. Le taux de transfert entre le PMO2 et le piège mixte a été estimé dans le chapitre 2 entre 10 % et 15

%, en considérant les conditions expérimentales suivantes : le nuage atomique à l'issue du PMO2 a une température $T \simeq 8 - 10 \mu\text{K}$ et un rayon à $1/\sqrt{e}$ dans le plan (Oxy) $\sigma_{x,y} \simeq 400 \mu\text{m}$; le faisceau vertical Nd :YAG possède une puissance $P \simeq 14 \text{ W}$ et un rayon à $1/e^2$ $w_0 \simeq 260 \mu\text{m}$ (le potentiel optique a une profondeur de l'ordre de $40 \mu\text{K}$). Le nombre d'atomes dans le PMO2 étant voisin de 10^7 , on s'attend à transférer de l'ordre de 10^6 atomes dans le piège, ce qui est confirmé par la courbe de la figure 3.12.

Sur la figure 3.12, on observe qu'à partir de 300 ms environ, le nombre d'atomes décroît de manière exponentielle suivant la loi : $\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau}$, où τ représente le durée de vie du piège. Celle-ci vaut sur la courbe de la figure 3.12 environ 3.5 s. Dans ce cas, les pertes d'atomes sont dues à des mécanismes impliquant un seul atome du piège, contrairement aux pertes à deux et trois corps décrites par $\frac{dN}{dt} = -\beta\bar{n}N + \varkappa\bar{n}^2N$ (où \bar{n} est la densité moyenne, β et \varkappa sont deux coefficients constants décrivant respectivement les pertes à deux et trois corps) qui font intervenir deux ou trois atomes du piège. Dans l'expérience, où le processus de pertes dominant est décrit par $\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau}$, un atome du piège peut être perdu à la suite d'une interaction avec une particule extérieure, ou d'un chauffage dû à des fluctuations des champs magnétiques ou du laser Nd :YAG. Les mesures de températures effectuées par la technique de temps de vol⁶ (piège mixte éteint) jusqu'à 1 s (au-delà, le rapport signal sur bruit est insuffisant pour permettre de telles mesures) n'ont toutefois pas mis en évidence de chauffage sur cette échelle de temps (voir figure 3.13).

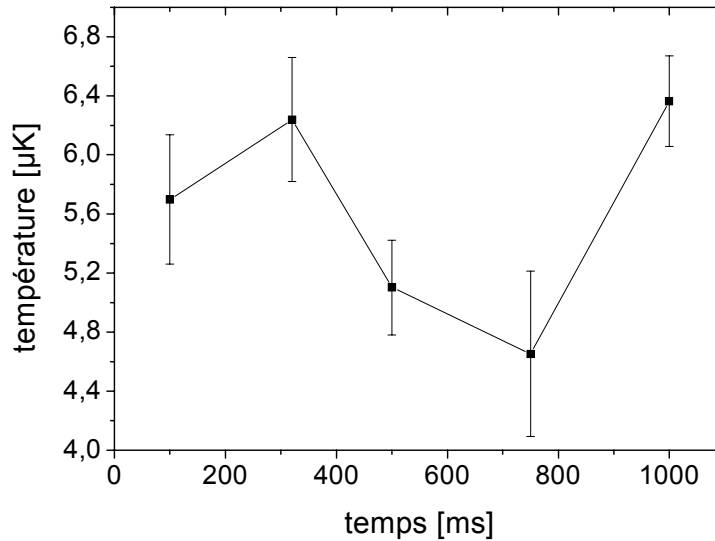


FIG. 3.13 – Evolution de la température suivant la direction (Ox) entre 100 ms et 1 s.

Parmi les interactions avec une particule extérieure donnant lieu à la perte d'un atome du piège, figurent les collisions entre les atomes confinés et les atomes du gaz résiduel, et les processus radiatifs dépolarisants (diffusion Raman) aux cours desquels un atome du piège absorbe un photon du faisceau Nd :YAG et en émet un de fréquence différente. Ainsi, à l'issue d'un tel processus, l'atome se retrouve sur un niveau différent de celui de départ. Ce point fera l'objet du paragraphe 3.3.

Au cours d'une collision entre un atome du piège et un atome du gaz résiduel, le transfert

⁶ voir chapitre 2

d'énergie est très important, et la probabilité pour un atome de rester confiné après une telle collision est très faible (profondeur du piège insuffisante). La durée de vie qui en résulte dépend seulement du vide résiduel dans la cellule. Dans un piège magnéto-optique où la profondeur mise en jeu est de l'ordre du kelvin (soit trois ordres de grandeur plus grands que celle d'un piège conservatif, de l'ordre du millikelvin), les collisions avec les atomes du gaz résiduel n'ont pas les mêmes effets : la probabilité pour un atome de rester piéger après une collision avec un atome du gaz résiduel est plus grande dans un PMO que dans un piège conservatif. Ceci pourrait expliquer la différence entre les durées de vie mesurées du PMO2 (~ 20 s) et du piège (~ 3.5 s) dans notre expérience.

3.2.2 Oscillations d'un gaz classique dans un piège harmonique

En général, tout phénomène d'oscillations observé dans un piège harmonique correspond à l'excitation d'un mode particulier. Les oscillations du centre de masse $\langle \vec{r} \rangle$ concernent l'excitation du mode dipolaire, tandis que celles de la taille $\langle \vec{r}^2 \rangle$ sont liées à l'excitation du mode monopolaire, encore appelé "mode de respiration". Les interactions entre particules jouent un rôle important dans la dynamique du système, car elles sont responsables de l'amortissement éventuel de ces modes. Dans un condensat, ces interactions sont décrites par le champ moyen dépendant de la longueur de diffusion et figurant dans l'équation de Gross-Pitaevskii. Dans un gaz classique confiné dans un potentiel harmonique, les interactions mises en jeu sont les collisions élastiques. Nous allons nous intéresser dans la suite aux oscillations du centre de masse et aux oscillations de la taille du nuage atomique.

3.2.2.1 Oscillations du centre de masse

A l'issue du chargement du piège, un phénomène d'oscillations peut être observé lorsque le centre de masse du nuage ne coïncide pas avec le centre du piège, ou lorsque le nuage possède une vitesse initiale non nulle. Dans ces deux situations, le mouvement du centre de masse effectue des oscillations non amorties au cours du temps, comme l'illustre la figure 3.14. Contrairement à ce que l'on pourrait croire, ces oscillations ne sont pas amorties sous l'effet des collisions élastiques. On peut justifier un tel comportement en considérant le cas d'un potentiel externe isotrope de fréquence $\omega/(2\pi)$. L'hamiltonien du système est alors :

$$H = \sum_{i=1}^N \left(\frac{p_i^2}{2M} + \frac{1}{2} M \omega^2 r_i^2 \right) + \frac{1}{2} \sum_{i,j} V(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \quad (3.13)$$

Pour un tel système, l'hamiltonien est une constante du mouvement. L'évolution de la position du centre de masse \mathbf{R} et celle de sa quantité de mouvement \mathbf{P} vérifient :

$$\dot{\mathbf{R}} = \mathbf{P}/M_T \quad \dot{\mathbf{P}} = -M_T \omega^2 \mathbf{R} \quad (3.14)$$

où M_T est la masse totale $M_T = NM$. Le centre de masse oscillera donc indéfiniment⁷.

⁷Toutefois si il existe un mécanisme dissipant l'énergie du système, comme l'évaporation, on peut s'attendre à ce que l'amplitude des oscillations diminue.

3.2.2.2 Oscillations de la largeur du nuage atomique

Si dans un piège harmonique, les oscillations du centre de masse ne sont jamais amorties sous l'effet des collisions élastiques, en revanche, il n'en est pas de même pour celles concernant la taille du nuage [72, 44]. Dans la référence [72], les auteurs analysent les oscillations associées aux modes fondamentaux pour un gaz classique confiné dans un potentiel harmonique cylindrique ($\omega_x = \omega_y \equiv \omega_r$), à partir de l'équation cinétique de Boltzmann. Cette équation classique décrit l'évolution de la fonction de distribution dans l'espace des phases du gaz $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ sous l'effet des forces externes \mathbf{F} (force de piégeage) et des collisions élastiques :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f + \frac{\mathbf{F}}{M} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = I_{coll}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \quad (3.15)$$

où I_{coll} , appelée intégrale de collision, contient l'influence des collisions élastiques sur l'évolution de la densité dans l'espace des phases. Elle dépend de f , et de la section efficace de collisions élastiques σ .

Les auteurs montrent notamment que dans un piège harmonique isotrope ($\omega_z = \omega_r$), la composante monopolaire n'est jamais amortie sous l'effet des collisions élastiques : dans le cas d'un gaz porté dans un état hors d'équilibre, le rayon du nuage atomique oscille sans amortissement à deux fois la fréquence du piège harmonique. L'isotropie joue un rôle clé dans cet effet. Si on la brise, il n'y a plus d'autres modes non-amortis en dehors de l'oscillation du centre de masse décrite précédemment (mode dipolaire). En effet, l'anisotropie du potentiel ($\omega_z \neq \omega_r$) est responsable du couplage existant entre les modes monopolaire et quadrupolaire. Le mode quadrupolaire s'amortissant sous l'effet des collisions élastiques, le mode monopolaire s'amortit de même, du fait du couplage entre ces modes.

L'intérêt du calcul de [72] est de décrire aussi bien le régime où le taux de collisions est faible que celui où le taux de collisions est élevé (régime hydrodynamique). Dans un régime "sans collisions" (cas limite correspondant à un taux de collisions élastiques nul), le mouvement peut être décrit par l'hamiltonien de l'oscillateur harmonique pour une particule (voir paragraphe suivant). Les pulsations propres sont alors égales à $2\omega_z$ et $2\omega_r$. Dans le régime hydrodynamique, celles-ci dépendent de la géométrie du potentiel harmonique : par exemple, dans la configuration dite "cigare" ($\omega_z \ll \omega_r$), elles valent $\sqrt{12/5}\omega_z \approx 1.55\omega_z$ et $\sqrt{10/3}\omega_r$ [66].

3.2.2.3 Equations du mouvement du centre de masse et de la largeur rms du nuage en l'absence de collisions élastiques

Dans ce paragraphe, nous envisageons un régime "sans collision". Le mouvement d'un atome obéit dans ce cas à l'équation de l'oscillateur harmonique : il oscille sans amortissement dans le potentiel harmonique à la fréquence du piège, soit $\nu_z \equiv \frac{\omega_z}{2\pi}$ suivant la direction (Oz) et $\nu_r \equiv \frac{\omega_r}{2\pi}$ suivant les directions (Ox) et (Oy).

On considère un atome repéré par l'indice (i), défini par sa position verticale $z_0^{(i)}$ et sa vitesse verticale $v_{0z}^{(i)}$ à $t = 0$, instant à partir duquel le piège est branché. On suppose que les atomes restent dans le régime harmonique du piège. Dans ce cas, l'évolution temporelle de sa position et de sa

vitesse verticales est donnée par :

$$z^{(i)}(t) = \frac{v_{0z}^{(i)}}{\omega_z} \sin(\omega_z t) + z_0^{(i)} \cos(\omega_z t) \quad (3.16)$$

$$v_z^{(i)}(t) = v_{0z}^{(i)} \cos(\omega_z t) - \omega_z z_0^{(i)} \sin(\omega_z t) \quad (3.17)$$

Dans toute la suite, on désigne par des crochets $\langle \rangle$, toute moyenne d'ensemble sur les atomes. La position et la vitesse verticales du centre de masse, notées respectivement Z_c et V_{Z_c} sont alors données par :

$$Z_c(t) \equiv \langle z^{(i)}(t) \rangle = \frac{\langle v_{0z}^{(i)} \rangle}{\omega_z} \sin(\omega_z t) + \langle z_0^{(i)} \rangle \cos(\omega_z t) \quad (3.18)$$

$$V_{Z_c}(t) \equiv \langle v_z^{(i)}(t) \rangle = \langle v_{0z}^{(i)} \rangle \cos(\omega_z t) - \omega_z \langle z_0^{(i)} \rangle \sin(\omega_z t) \quad (3.19)$$

Les écarts quadratiques moyens en position et vitesse verticales, définis respectivement par $\sigma_z = \sqrt{\langle (z^{(i)})^2 \rangle - \langle z^{(i)} \rangle^2}$ et $\sigma_{v_z} = \sqrt{\langle (v_z^{(i)})^2 \rangle - \langle v_z^{(i)} \rangle^2}$ vérifient :

$$\sigma_z^2(t) = \frac{\sigma_{v_{0z}}^2}{\omega_z^2} \sin^2(\omega_z t) + \sigma_{z_0}^2 \cos^2(\omega_z t) \quad (3.20)$$

$$\sigma_{v_z}^2(t) = \sigma_{v_{0z}}^2 \cos^2(\omega_z t) + \omega_z^2 \sigma_{z_0}^2 \sin^2(\omega_z t) \quad (3.21)$$

où $\sigma_{z_0}^2 = \sqrt{\langle (z_0^{(i)})^2 \rangle - \langle z_0^{(i)} \rangle^2}$ et $\sigma_{v_{0z}}^2 = \sqrt{\langle (v_{0z}^{(i)})^2 \rangle - \langle v_{0z}^{(i)} \rangle^2}$. Les expressions précédentes ont été obtenues en tenant compte du fait que $v_{0z}^{(i)}$ et $z_0^{(i)}$ sont deux variables indépendantes (dans ce cas, $\langle v_{0z}^{(i)} z_0^{(i)} \rangle = \langle v_{0z}^{(i)} \rangle \langle z_0^{(i)} \rangle$).

Ainsi, si à $t = 0$, le système est à l'équilibre (mécanique et thermodynamique), il vérifie :

$$Z_c^{éq}(0) = \langle z_0^{(i)} \rangle = 0 \quad (3.22)$$

$$V_{Z_c}^{éq}(0) = \langle v_{0z}^{(i)} \rangle = 0 \quad (3.23)$$

$$(\sigma_{v_{0z}}^{éq})^2 = \omega_z^2 (\sigma_{z_0}^{éq})^2 \quad (3.24)$$

Dans cette situation, on obtient qu'à tout instant :

$$Z_c^{éq}(t) = 0 \quad (3.25)$$

$$V_{Z_c}^{éq}(t) = 0 \quad (3.26)$$

$$(\sigma_z^{éq})^2(t) = (\sigma_{z_0}^{éq})^2 \quad (3.27)$$

$$(\sigma_{v_z}^{éq})^2(t) = (\sigma_{v_{0z}}^{éq})^2 \quad (3.28)$$

On retrouve ainsi le résultat attendu : à l'équilibre aucune oscillation n'est observée.

En revanche, si à $t = 0$, le système n'est pas à l'équilibre mécanique, *i.e.* $(Z_c(0), V_{Z_c}(0)) \neq (0, 0)$, l'altitude Z_c et la vitesse V_{Z_c} du centre de masse oscillent à la pulsation ω_z . Cette situation est

rencontrée lorsque le centre de masse ne coïncide pas avec le centre du piège (situé à $z = 0$), ou lorsque le nuage possède une vitesse initiale non nulle. Si à $t = 0$, le système n'est pas à l'équilibre thermodynamique, *i.e.* $\sigma_{v_{0z}}^2 \neq \omega_z^2 \sigma_{0z}^2$, les valeurs rms au carré des positions et des vitesses σ_z^2 et $\sigma_{v_z}^2$ oscillent à la pulsation $2\omega_z$.

Ces résultats se généralisent aux directions (Ox) et (Oy) à condition de remplacer ω_z par ω_r .

3.2.2.4 Oscillations observées suivant (Oz)

Dans notre expérience, nous avons observé des oscillations du centre de masse accompagnées d'oscillations de la largeur du nuage (voir figure 3.14). Ces oscillations, non désirées, peuvent atteindre des amplitudes très importantes dans la direction (Oz) (l'amplitude crête à crête des oscillations du centre de masse est de l'ordre de 1 mm suivant cette direction) et apparaissent très nettement lors d'une série d'acquisition. Des oscillations suivant la direction (Ox) (autre direction observable) ont aussi été détectées. Celles du centre de masse possèdent une amplitude crête à crête de l'ordre de $50 \mu\text{m}$ suivant (Ox), bien inférieures à celles suivant l'axe vertical⁸. Les oscillations suivant (Ox) n'étaient pas clairement visibles lors de l'acquisition, contrairement à celles suivant (Oz). Nous n'avons pas par conséquent cherché à les caractériser.

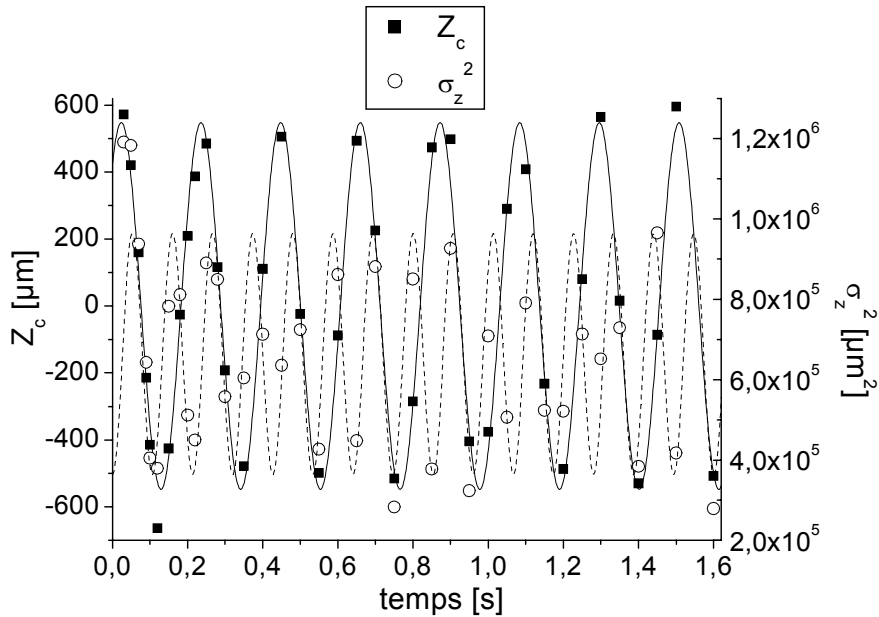


FIG. 3.14 – Oscillations non amorties du centre de masse Z_c et de la largeur rms au carré du nuage σ_z^2 , suivant l'axe (Oz). La courbe représentant Z_c a été tracée, en choisissant la position du centre du piège à l'altitude $Z_c = 0$. Les points expérimentaux sont représentés par des carrés et des cercles. Un ajustement par une fonction sinusoïdale (trait plein et trait pointillé) permet de déterminer la fréquence d'oscillation suivant cet axe : $\nu_z \simeq 4.7 \text{ Hz}$ (pour un courant par spire $I \simeq 6.7 \text{ A}$).

La figure 3.14 montre les oscillations du centre de masse et de la largeur du nuage atomique que l'on observe dans la direction (Oz). Le système n'est clairement ni à l'équilibre mécanique,

⁸Ceci est normal compte tenu du rapport des fréquences d'oscillation dans les directions (Ox) et (Oz) : $\omega_z < \frac{\omega_x}{10}$.

ni thermodynamique, à l'instant initial où le chargement est effectué. Par ailleurs, sur une échelle de temps typique de l'ordre de 2 s, on n'observe pas la moindre indication d'amortissement lié aux collisions élastiques. Un ajustement par une fonction sinusoïdale des points expérimentaux correspondant à Z_c et σ_z^2 , montre que σ_z^2 oscille deux fois plus vite que Z_c , ce qui semble confirmer l'hypothèse d'un régime à faible taux de collisions. On obtient pour la figure 3.14 : $\omega_z \simeq 2\pi \times 4.7$ Hz, $Z_c(0) \simeq 422 \mu\text{m}$, $V_{Z_c}(0) \simeq 1.0 \text{ cm.s}^{-1}$, $\sigma_{0z} \simeq 603 \mu\text{m}$, $\sigma_{v_{0z}} \simeq 2.9 \text{ cm s}^{-1}$. À l'équilibre, la taille rms attendue dans la direction (Oz) correspondant à la valeur de $\sigma_{v_{0z}}$ est $\sigma_{0z}^{\acute{e}q} = \frac{\sigma_{v_{0z}}^{\acute{e}q}}{\omega_z} \simeq 980 \mu\text{m}$. Cette valeur est supérieure à celle obtenue pour σ_{0z} . En fait, dans notre expérience, l'instant $t = 0$ correspond au transfert des atomes de la mélasse optique dans le piège. Or la fréquence du potentiel dipolaire (>50 Hz) n'est pas adaptée aux caractéristiques du nuage d'atomes du piège magnéto-optique⁹. Par ailleurs le chargement du piège s'effectue de manière brutale (non adiabatique), ce qui conduit à une mise hors d'équilibre thermodynamique du nuage d'atomes.

3.2.2.5 Réduction de l'amplitude des oscillations de $Z_c(t)$

Dans le cas où la position verticale du centre du piège est en $z = z_t$, l'altitude du centre de masse Z_c oscille de part et d'autre de z_t suivant : $Z_c(t) = z_t + (Z_c(0) - z_t) \cos(\omega_z t) + \frac{V_{Z_c}(0)}{\omega_z} \sin(\omega_z t)$. L'amplitude des oscillations peut alors être réduite par diminution de l'écart relatif ($Z_c(0) - z_t$), et/ou par diminution de la vitesse initiale verticale $V_{Z_c}(0)$.

L'altitude de piégeage z_t peut être ajustée par modification du courant parcourant la bobine de piégeage (voir chapitre 2), afin de faire coïncider le centre du piège avec le centre de masse à l'instant initial. En changeant la valeur du courant, on s'attend donc à déplacer le centre du piège verticalement. La figure 3.15 reproduit les oscillations de Z_c observées lorsque le courant I varie de 6 A/spire à 5.5 A/spire. Pour les valeurs de courant $I = 6, 5.5, 5$ A/spire, les oscillations de Z_c s'effectuent clairement de part et d'autre de trois valeurs différentes z_t : lorsque l'on augmente le courant, le centre du piège se déplace vers le haut (cf orientation de l'axe des ordonnées sur la figure 3.15), ce qui est conforme aux prévisions du chapitre 2. Sur la figure 3.16, on a reporté les valeurs ($Z_c(0) - z_t$) et $V_{z_c}(0)$ issues des courbes de la figure 3.15. Sur les deux figures 3.15 et 3.16, les mesures associées au courant 5.6 A ont été effectuées postérieurement aux autres mesures. Entre ces deux séries d'acquisition, les caractéristiques du PMO2, notamment sa position, ont pu changer, ce qui conduit à des conditions initiales $Z_c(0)$ et $V_{Z_c}(0)$ différentes pour ces deux séries de mesures (voir figure 3.15). Comme on peut le voir sur la figure 3.16, pour la première série de mesures ($I = 6, 5.5, 5$ A/spire), le centre du piège et le centre de masse à $t = 0$ semblaient coïncider pour un courant voisin de 5.6 A (en supposant la linéarité de z_t en fonction de I , ce qui est assez bien vérifié pour cette gamme de courants).

Par ailleurs, il s'est avéré que le centre de masse possédait une vitesse verticale initiale non nulle, comprise typiquement entre -3 cm/s et -2 cm/s . Cette vitesse orientée vers le bas est de l'ordre de la vitesse acquise sous l'effet de la pesanteur en 2-3 ms. Dans l'expérience, le piège était à l'origine branché 2-3 ms environ après la coupure des faisceaux du PMO2. Ainsi, entre ces deux

⁹Dans un piège magnétique, l'adaptation des fréquences du piège est réalisée en utilisant un faible courant dans les bobines lors du chargement. Cette adaptation des fréquences minimise ainsi la perte en densité dans l'espace des phases pendant le transfert. Ensuite, une phase de compression adiabatique est appliquée, pendant laquelle le courant est augmenté jusqu'à sa valeur maximale, suffisamment lentement pour conserver la densité dans l'espace des phases et augmenter le taux de collisions.

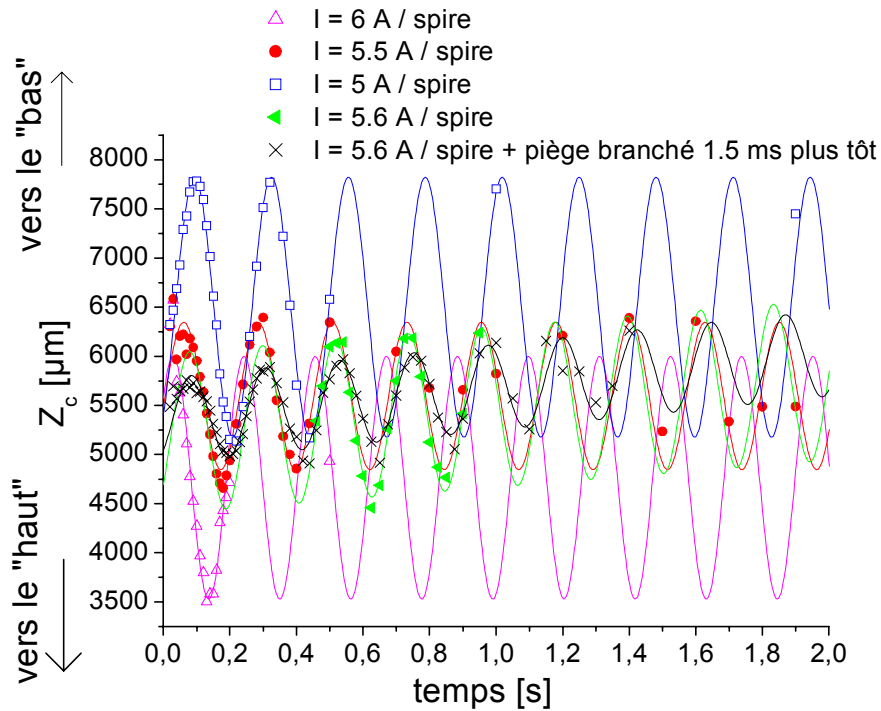


FIG. 3.15 – Effet du courant I sur l'amplitude des oscillations de $Z_c(t) = z_t + (Z_c(0) - z_t) \cos(\omega_z t) + \frac{V_{Z_c}(0)}{\omega_z} \sin(\omega_z t)$, où z_t désigne l'altitude du centre du piège. Dans chaque cas, les points expérimentaux ont été ajustés par une fonction sinusoïdale.

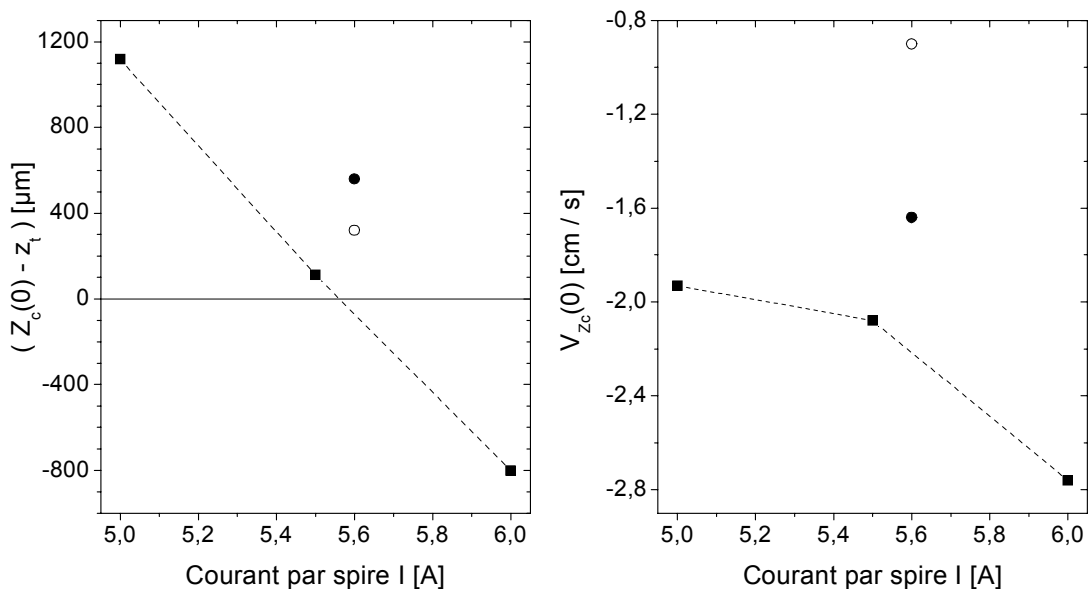


FIG. 3.16 – Effet du courant I sur la position verticale du centre du piège z_t et sur la vitesse verticale initiale du centre de masse $V_{Z_c}(0)$. Les points expérimentaux associés au courant $I = 5.6 \text{ A/spire}$, ne correspondent pas à la même série de mesures que les autres points. Les mesures représentées par des cercles "vides" ont été réalisées en branchant le piège 1.5 ms plus tôt.

événements, le nuage pouvait évoluer "librement" sous l'effet de la gravité. Nous avons alors réduit cette période "noire" d'un facteur 2 environ, en allumant le piège 1.5 ms plus tôt. La vitesse $V_{zc}(0)$ a ainsi été réduite de moitié, comme le montrent les mesures correspondant au courant $I = 5.6$ A sur la figure 3.16.

3.2.2.6 Conclusion

L'amplitude des oscillations du centre de masse peut être réduite par ajustement des paramètres du piège, comme le courant I parcourant la bobine de piégeage. Ainsi, en modifiant le courant et l'instant d'allumage du piège, l'amplitude crête à crête de ces oscillations a pu être diminuée de la valeur de 2.7 mm à celle de 700 μm (voir figure 3.15). Toutefois, nous n'avons pas réussi à supprimer ces oscillations.

Les oscillations de la taille du nuage sont quant à elles difficiles à réduire, puisqu'elles résultent d'une situation hors d'équilibre. Cet état fait suite au transfert des atomes du PMO2 vers le piège mixte. En particulier, la phase de compression du nuage dans les directions (Ox) et (Oy) , mise en place à l'issue du PMO2 pour adapter les volumes de piégeage du PMO2 et du piège mixte dans le plan horizontal, peut être à l'origine de cette mise hors équilibre.

3.3 Influence du laser Nd :YAG sur les pertes d'atomes

Dans ce paragraphe, nous cherchons à comprendre les effets du faisceau lumineux issu du laser Nd :YAG sur les pertes d'atomes dans le piège. En particulier, nous nous sommes demandés si des processus radiatifs pouvaient être responsables de la faible durée de vie, de l'ordre de 3.5 s. Cette étude était aussi motivée par les observations faites par le groupe de R. Grimm [67]. En effet, dans leurs expériences, ils ont observé une augmentation des pertes d'atomes de césium en présence de faisceaux lumineux intenses de longueur d'onde 1.064 μm (issus d'un laser Yb fibré ou d'un laser Nd :YAG).

3.3.1 Photoassociation et diffusion Raman

Les pertes d'atomes induites par la lumière peuvent être dues à des collisions radiatives, évoquées dans le chapitre 1 (photoassociation de molécules excitées qui consiste en l'excitation d'une paire d'atomes dans un état attractif ou répulsif), ou à des processus dépolarisants de diffusion Raman.

On considère le cas d'une paire d'atomes de césium initialement dans l'état Zeeman $|f = 3, m_f = +3\rangle$. Au cours d'une collision radiative, plusieurs phénomènes engendrant des pertes peuvent intervenir [64, 89] parmi lesquels figurent les pertes radiatives (appelé "trap loss"), et la formation de molécules dans l'état fondamental [60]. Lorsque le laser de photoassociation est proche de résonance d'une transition atomique (D_1 ou D_2), les niveaux vibrationnels excités sont proches d'une limite de dissociation ($6s+6p_{1/2}$ ou $6s+6p_{3/2}$). Dans cette situation, si une paire d'atomes est excitée dans un état excité attractif (resp. répulsif), les atomes sont accélérés en se rapprochant (resp. en s'éloignant) l'un de l'autre, avec un potentiel à longue portée (en $-1/r^6$ ou en $-1/r^3$). Ainsi, lorsqu'un photon spontané est émis, la paire d'atomes se retrouve dans son état fondamental (état collisionnel) avec une énergie cinétique qui peut avoir augmenté de façon importante. L'énergie cinétique ainsi acquise peut induire une perte si elle est plus importante que

la profondeur du potentiel. Ces pertes sensibles au potentiel à longue portée ne peuvent cependant pas être induites par la présence du laser Nd :YAG. En effet, ce laser qui est situé très hors résonance par rapport aux raies D₁ et D₂ du césium, ne peut pas exciter les niveaux vibrationnels associés à des nombres v élevés (proches de la limite de dissociation). En revanche, le laser Nd :YAG pourrait exciter une paire d'atomes dans des niveaux vibrationnels très profonds dans le potentiel moléculaire excité. Dans le cas le plus probable, la paire d'atomes en se désexcitant se retrouvent dans un état collisionnel avec une énergie cinétique pouvant être supérieure à la profondeur du piège. Les deux atomes sont alors perdus (conduisant à une augmentation du signal de "trap loss"). Dans l'autre cas, après avoir été excitée, la paire d'atomes peut se désexciter dans un état moléculaire fondamental, conduisant à la formation de molécules froides. Ce phénomène normalement rare car la paire d'atomes passe peu de temps à une distance faible, peut être importante pour le césium [60].

Ces pertes par photoassociation sont d'autant plus importantes que le taux de photoassociation est élevé. Ce dernier est proportionnel à l'intensité du faisceau lumineux de photoassociation et à la densité d'atomes. Les pertes par photoassociation sont donc régies par une équation d'évolution du type $\frac{dN}{dt} = -\beta_{PA}\bar{n}N$ où le coefficient β_{PA} varie comme l'intensité du laser de photoassociation.

Le deuxième processus mis en cause est lié à la diffusion du faisceau lumineux par les atomes. Le taux de diffusion total Γ_{diff} induit par un rayonnement de fréquence très inférieure aux fréquences de résonance, résulte de la contribution de deux phénomènes de diffusion : la diffusion Rayleigh et la diffusion Raman. On écrit généralement :

$$\Gamma_{diff} = \Gamma_{Rayleigh} + \Gamma_{Raman} \quad (3.29)$$

La diffusion Rayleigh est une diffusion élastique, au cours de laquelle le photon diffusé a la même fréquence que le photon incident. Par conséquent, à l'issue d'un processus de diffusion Rayleigh, l'atome retombe sur son état initial. Ce processus de diffusion n'engendre pas de pertes d'atomes, mais un chauffage qui a été évalué dans le chapitre 2 et qui reste négligeable à ce stade de l'expérience (~ 21 nK/s). Au contraire, la diffusion Raman est une diffusion inélastique, au cours de laquelle le photon n'a pas la même fréquence que le photon incident. Finalement, à l'issue d'un processus de diffusion Raman, l'atome se retrouve dans un état différent de son état initial. La diffusion Raman conduit par conséquent à la dépolarisation de l'échantillon atomique sur une échelle de temps de l'ordre de $\tau_{Raman} = \Gamma_{Raman}^{-1}$: au bout du temps τ_{Raman} , 63 % ($= 1 - 1/e$) d'atomes ont été dépolarisés. Les pertes dues à ce processus sont décrites par une équation du type $\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau_{Raman}}$, où la durée de vie τ_{Raman} est inversement proportionnelle à l'intensité du faisceau laser.

Les deux processus radiatifs évoqués ici, la photoassociation et la diffusion Raman, engendrent des pertes d'atomes d'autant plus importantes que l'intensité du faisceau lumineux est élevée. Pour identifier la nature des pertes obtenues expérimentalement, nous avons donc cherché à détecter une dépendance éventuelle du taux de pertes du piège avec l'intensité du faisceau lumineux. Par ailleurs, ces deux processus mettent en jeu des transitions dipolaires électriques, et peuvent par conséquent éventuellement dépendre de la polarisation atomique du faisceau lumineux. Nous avons donc étudié l'influence éventuelle de la polarisation du faisceau lumineux Nd :YAG sur la durée de vie du piège.

3.3.2 Effet de la polarisation du faisceau Nd :YAG sur la durée de vie

Le faisceau issu du laser Nd :YAG, de direction de polarisation rectiligne, se propage parallèlement à l'axe de quantification de notre système, l'axe (Oz). Il possède par conséquent une polarisation atomique, dite σ -linéaire (voir annexe A). Afin de pouvoir modifier sa polarisation, on place sur son trajet une lame $\lambda/4$, dont on a pris soin de repérer les lignes neutres. En orientant la lame $\lambda/4$ de manière à ce que la direction de polarisation du faisceau soit à 45° des lignes neutres, on rend la polarisation de la lumière circulaires σ^\pm (de sens indéterminé si on ne connaît pas les axes lent et rapide de la lame).

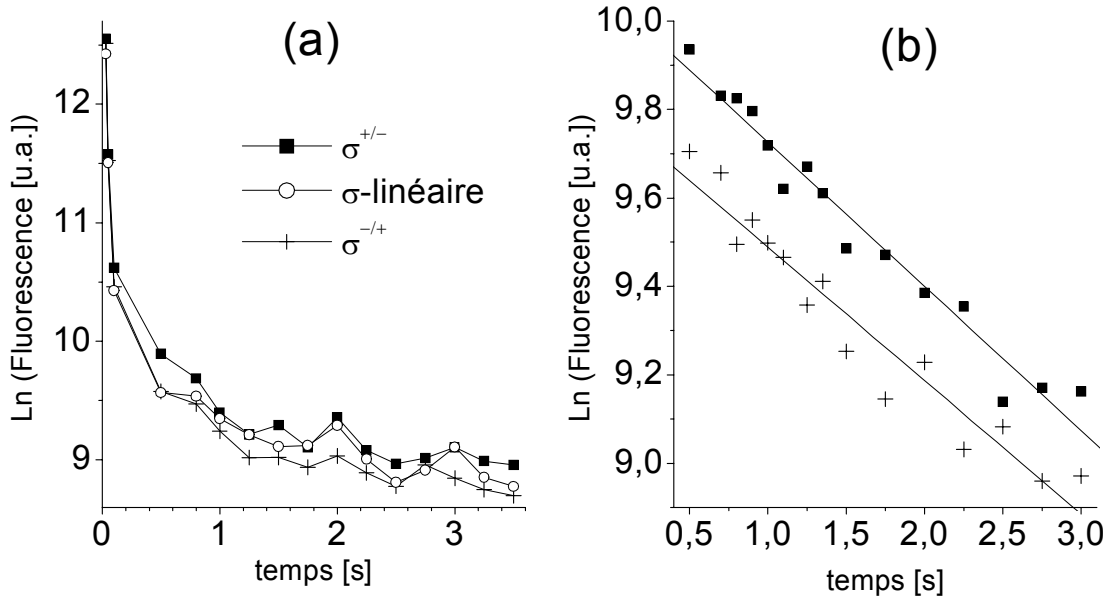


FIG. 3.17 – Signal de fluorescence des atomes piégés en fonction de la durée du piège, pour différentes polarisations du faisceau Nd :YAG. Les deux graphes (a) et (b) correspondent à deux séries de mesures différentes.

La figure 3.17(a) représente les courbes de durée de vie du piège obtenues pour trois polarisations différentes du faisceau Nd :YAG : σ^+ , σ^- et σ -linéaire. Les deux courbes extrêmes sont associées aux polarisations σ^+ et σ^- , mais la correspondance précise de chacune des deux courbes avec une des deux polarisations circulaires n'a pas été déterminée. Or dans le cas d'une polarisation σ^+ , la profondeur du potentiel radial est 1.14 fois plus grande environ (dans les conditions expérimentales) que celle obtenue pour une polarisation σ^- (voir annexe A). Par conséquent on s'attend à charger dans le piège un nombre plus important d'atomes dans le cas d'une polarisation σ^+ . Ainsi, la courbe supérieure (resp. inférieure) de la figure 3.17 (symbolisée par les carrés (resp. croix)) correspondrait à une polarisation σ^+ (resp. σ^-). On peut remarquer au passage que la courbe associée à la polarisation σ -linéaire se situe entre les deux courbes associées aux polarisations σ^\pm , comme attendu : en effet, une polarisation σ -linéaire se décompose de manière égale en une composante σ^+ et une composante σ^- .

Un ajustement exponentiel des courbes précédentes (voir figure 3.17(b)) est réalisé aux temps longs afin de permettre une détermination de la durée de vie. Les durées de vies mesurées sont

sensiblement identiques pour les trois polarisations, aux incertitudes près, et valent typiquement entre 3.0 et 3.4 s.

Au vu de cette étude, la durée de vie ne semble pas dépendre de la polarisation du faisceau laser Nd :YAG.

3.3.3 Effet de l'intensité du faisceau Nd :YAG sur le taux de pertes

Dans ce paragraphe, nous étudions l'effet de la puissance P du faisceau lumineux issu du laser Nd :YAG sur le taux de pertes du piège. Si des processus radiatifs sont responsables des pertes d'atomes, le taux de pertes est d'autant plus important que la puissance est élevée, les autres paramètres étant constants (col w_0 , désaccord, polarisation,...). Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons réalisé l'expérience suivante : pendant environ les 300 premières millisecondes de fonctionnement du piège, la puissance du faisceau Nd :YAG est maintenue maximale (comprise typiquement entre 13 W et 15 W). Ensuite au bout de 300 ms, la puissance du faisceau est diminuée : pour cela, on place sur son trajet un cube polariseur couplé à une lame $\lambda/2$ dont l'orientation est contrôlée au moyen d'un servo-moteur. Le servo-moteur (Servo CONRAD) est lui-même commandé par une tension analogique générée par l'ordinateur. Ainsi en changeant l'orientation de la lame, on modifie l'intensité du faisceau transmise par le cube. Cette opération s'effectue de manière suffisamment lente pour ne pas causer de chauffage.

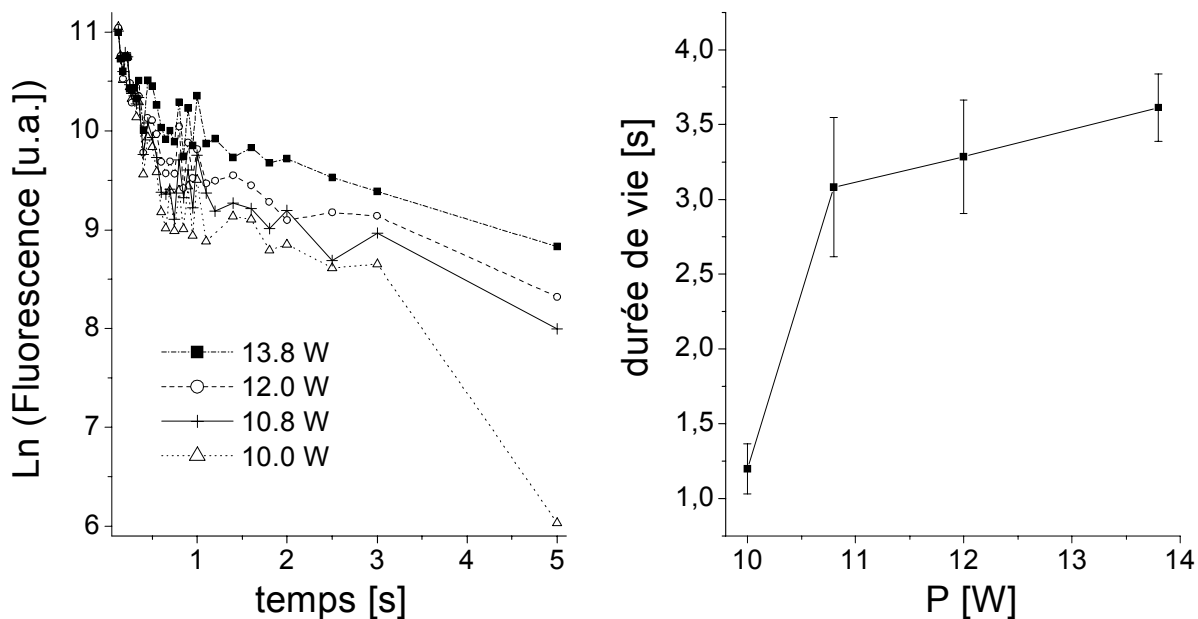


FIG. 3.18 – A gauche, signal de fluorescence des atomes piégés en fonction de la durée du piège, pour différentes puissances du faisceau Nd :YAG. A droite, durée de vie du piège en fonction de la puissance du faisceau.

Les résultats représentés sur la figure 3.18 ont été obtenus pour une puissance maximale du Nd :YAG égale à 13.8 W. Le graphe de gauche montre l'évolution du signal de fluorescence (tracé en logarithme népérien) recueilli sur la caméra CCD, en fonction de la durée du piège.

Quelle que soit la durée de piégeage, on observe sur la figure 3.18 (graphe de gauche) que le nombre d'atomes piégés est d'autant plus grand que la puissance est élevée. Aux temps "courts" (inférieurs à 500 ms typiquement), lorsque la densité d'atomes est maximale, le taux de pertes est décrit par $\frac{dN}{dt} = -\beta\bar{n}N$, où β est le coefficient caractérisant les pertes entre deux atomes piégés. Si un processus de photoassociation intervient, le facteur β augmente avec l'intensité du faisceau photoassociant, et le taux de pertes observé aux temps courts est d'autant plus grand que l'intensité est élevée. Ce n'est pas ce que l'on observe ici : lorsque l'on réduit la puissance du faisceau piège, on observe une baisse générale du nombre d'atomes piégés à tout instant. Ceci résulte d'une diminution de la profondeur du potentiel optique lorsque la puissance du faisceau Nd :YAG diminue, et par conséquent du nombre d'atomes chargés dans le piège.

Par ailleurs, la variation de la puissance ne semble pas avoir d'influence sur la durée de vie du piège. Un ajustement linéaire du logarithme népérien du signal de fluorescence, à partir de 1 s, nous permet d'évaluer la durée de vie du piège en fonction de la puissance laser (graphe de droite de la figure 3.18). Pour les quatre puissances considérées, l'insuffisance du nombre de points entre 3 et 5 s ne permet pas une mesure précise de la durée de vie. De plus, les fluctuations sur le signal, importantes à 10 W et 10.8 W, ne permettent pas une mesure correcte, et l'ajustement linéaire apparaît très incertain. Nous avons toutefois reporté les valeurs de durée de vie déduites des ajustements ainsi que leur barre d'erreur, en fonction de la puissance P du faisceau. Bien qu'il soit difficile de dégager une loi de variation quantitative de la durée de vie en fonction de la puissance, la courbe obtenue permet de montrer que la durée de vie du piège ne varie pas comme $1/P$. Une analyse plus quantitative nécessiterait un meilleur rapport signal sur bruit et une diminution des fluctuations sur le signal.

Au vu de ces résultats préliminaires, la durée de vie du piège n'a pas le comportement attendu lorsque la diffusion Raman est le processus limitant, ce qui suggère que ce processus n'intervient pas à ce stade. En ce qui concerne la photoassociation, il n'est pour l'instant pas possible de tirer une conclusion définitive quant à son rôle sur les pertes. En effet, lorsque l'intensité du faisceau Nd :YAG varie, beaucoup de paramètres, en particulier la profondeur du potentiel optique, sont modifiés, ce qui ne permet pas une étude exclusive du processus de photoassociation, et de son effet sur les pertes. Toutefois, le processus de photoassociation ne peut induire que des pertes entre deux atomes piégés, du type $\frac{dN}{dt} = -\beta\bar{n}N$, et ne peut donc pas être responsable des pertes liées à la durée de vie du type $\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau}$.

3.3.4 Calcul du taux de diffusion Raman. Formule de Kramers-Heisenberg

Afin de vérifier que la diffusion Raman n'est pas un processus limitant dans l'expérience, nous avons effectué le calcul complet du taux de diffusion correspondant dans le cas du laser Nd :YAG. Des calculs similaires ont été réalisés dans les références [29, 150, 135]. Pour des états excités faiblement peuplés, ce qui est vérifié dans le cas d'un FORT, le taux de diffusion total Γ_{diff} est

donné par la formule de Kramers-Heisenberg [107] :

$$\Gamma_{diff} = \sum_f \frac{8\pi\alpha^2\omega_L^3 I}{3\hbar c^2} \left| \sum_{m,q} \frac{\langle f | r_q^{[1]} | m \rangle \langle m | r_Q^{[1]} | i \rangle}{\omega_m - \omega_L} + \frac{\langle f | r_Q^{[1]} | m \rangle \langle m | r_q^{[1]} | i \rangle}{\omega_m + \omega_L} \right|^2 \quad (3.30)$$

$$= \sum_f \gamma_{i \rightarrow f} \quad (3.31)$$

où $|i\rangle$, $|m\rangle$, $|f\rangle$ désignent les états initial, intermédiaire et final, Q représente la polarisation atomique du laser et q celle de la lumière diffusée (ces deux nombres prennent les valeurs de ± 1 pour une lumière polarisée σ^\pm , et 0 pour une lumière polarisée π), I est l'intensité du laser, $\frac{\omega_L}{2\pi}$ sa fréquence, et α est la constante de structure fine avec $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$ (e est la charge de l'électron). Dans le formalisme de Wigner-Eckart, on désigne par $r^{[1]}$ l'opérateur vectoriel (d'ordre 1) associé à la position \vec{r} de l'atome.

En écrivant que $\Gamma_{diff} = \Gamma_{Rayleigh} + \Gamma_{Raman}$, où $\Gamma_{Rayleigh}$ et Γ_{Raman} désignent respectivement les taux de diffusion Rayleigh et Raman, on obtient :

$$\Gamma_{Rayleigh} = \gamma_{i \rightarrow i} \quad (3.32)$$

$$\Gamma_{Raman} = \sum_{f \neq i} \gamma_{i \rightarrow f} \quad (3.33)$$

La diffusion Rayleigh laisse l'atome dans son état initial ($i = f$), alors qu'au contraire la diffusion Raman conduit l'atome dans un autre état que celui de départ ($i \neq f$).

Dans le cas d'atomes de césium initialement dans l'état fondamental, les états précédents introduits dans (3.30), $|i\rangle$, $|m\rangle$, et $|f\rangle$ sont des états Zeeman des niveaux hyperfins et sont désignés respectivement par $|6^2S_{1/2} f, m_f\rangle$, $|6^2P_{1/2,3/2} f', m'_f\rangle$, $|6^2S_{1/2} f'', m''_f\rangle$. La figure 3.19(a) montre un exemple de transitions possibles lorsqu'un atome de césium diffuse spontanément un photon issu d'un laser polarisé π , et dont la fréquence $\frac{\omega_L}{2\pi}$ est bien inférieure aux fréquences atomiques $\frac{\omega_{D1}}{2\pi}$, $\frac{\omega_{D2}}{2\pi}$ des raies D₁ et D₂. A l'issue d'un cycle d'absorption suivie d'émission spontanée, l'atome peut retomber sur un état différent de son état initial, noté $|f, m_f\rangle$.

Lorsque le laser est quasi-résonant avec une transition reliant un état initial $|f, m_f\rangle$ à un état intermédiaire excité $|f', m'_f\rangle$, le taux de diffusion spontanée $\gamma_{f, m_f \rightarrow f'', m''_f}$ entre l'état initial $|f, m_f\rangle$ et l'état final du niveau fondamental $|f'', m''_f\rangle$ est simplement proportionnel au produit des forces de transition¹⁰, soit $\left| \langle f'' m''_f | d_q^{[1]} | f', m'_f \rangle \langle f', m'_f | d_Q^{[1]} | f, m_f \rangle \right|^2$ ($d_q^{[1]}$ est la composante q de l'opérateur vectoriel du moment dipolaire électrique $\vec{d} = -e\vec{r}$).

Au contraire, dans le cas où le désaccord du laser est comparable, voire supérieur à l'écart d'énergie entre les états excités, il existe plusieurs états intermédiaires $|f', m'_f\rangle$ possibles : il n'y a pas sélection d'un état intermédiaire précis au cours du processus de diffusion et diverses voies reliant les états initial $|f, m_f\rangle$ et final $|f'', m''_f\rangle$ sont possibles. La figure 3.19(b) illustre ce propos

¹⁰La force de transition associée à une transition entre deux états $|g\rangle$ et $|e\rangle$ est égale au carré de la valeur absolue de l'élément de matrice dipolaire électrique entre ces deux états, soit $\left| \langle e | d_Q^{[1]} | g \rangle \right|^2$.

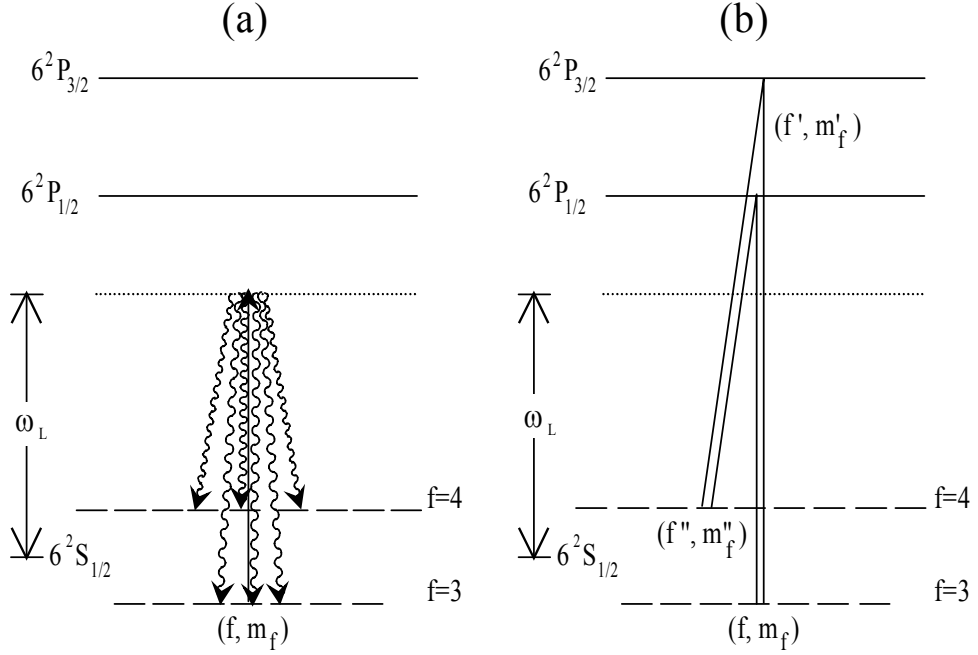


FIG. 3.19 – (a) Schéma des transitions spontanées possibles après absorption d'un photon π issu d'un laser très désaccordé par rapport aux raies D_1 et D_2 . (b) Lorsque le laser présente des désaccords $|\omega_L - \omega_{D1}|$, $|\omega_L - \omega_{D2}|$ bien plus grands que les écarts de structure hyperfine des niveaux excités et au moins comparables à l'écart de structure fine, le processus de diffusion peut suivre plusieurs voies reliant l'état initial $|6^2S_{1/2} f, m_f\rangle$ à l'état final $|6^2S_{1/2} f'', m''_f\rangle$.

en montrant deux chemins possibles reliant les états $|f, m_f\rangle$ et $|f'', m''_f\rangle$. Dans ce cas, le taux de diffusion spontané $\gamma_{f, m_f \rightarrow f'', m''_f}$ s'obtient en sommant d'abord les amplitudes associées aux diverses voies, puis en élevant la somme obtenue au carré. On obtient ainsi la formule (3.30) qui met en évidence la présence de termes d'interférences, dans le cas où le laser est très hors résonance. Ces interférences ont un rôle très important dans les études de relaxation et de dépolarisation des populations d'atomes dans un niveau donné, en présence d'un laser très hors résonance. En effet, la présence d'interférences dans les processus de diffusion Raman, permettent d'expliquer que les durées de vie (qui sont liées aux processus Raman) d'un état du niveau fondamental (état hyperfin ou état Zeeman d'un niveau hyperfin) peuvent être très largement supérieures à Γ_{diff} , comme ce fut le cas dans l'expérience de D.J. Heinzen en 1993 [29].

Les taux de diffusion Rayleigh et Raman induits par la présence d'un laser de pulsation ω_L , peuvent être évalués à partir de la formule (3.30). Pour cela, on est amené à calculer des éléments de matrice, qu'on peut écrire, en utilisant le formalisme des opérateurs vectoriels et le théorème de Wigner-Eckart [57, 161, 142] :

$$\langle j' i f' m'_f | r_Q^{[1]} | j i f m_f \rangle = (-1)^{j' - m'_f + j' + i + f + 1} \sqrt{(2f + 1)(2f' + 1)} \begin{pmatrix} f' & 1 & f \\ -m'_f & Q & m_f \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} j' & f' & i \\ f & j & 1 \end{Bmatrix} \langle j' || r^{[1]} || j \rangle \quad (3.34)$$

où l'élément de matrice réduit $\langle j' || r^{[1]} || j \rangle$ peut être exprimé en fonction de la force d'oscilla-

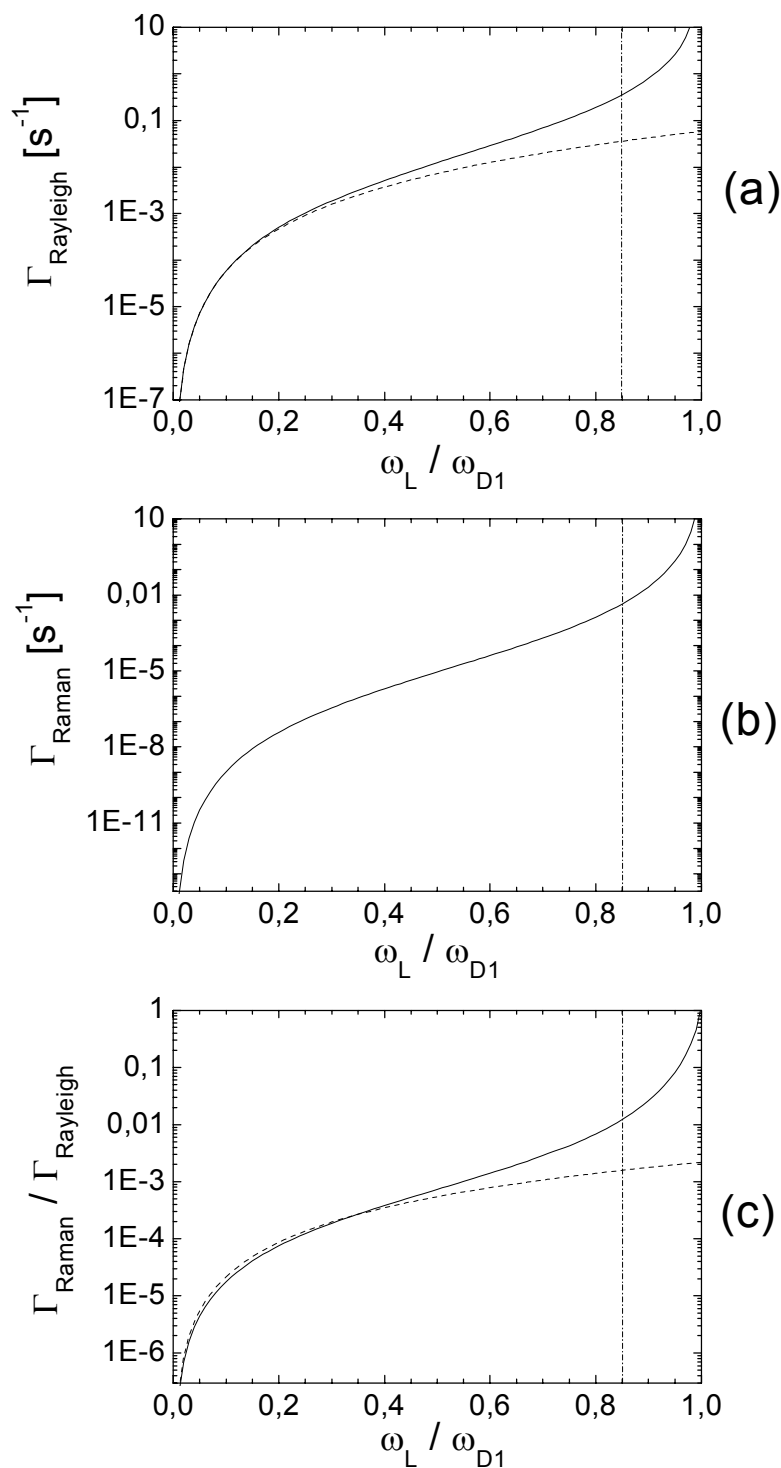


FIG. 3.20 – Taux de diffusion Rayleigh et Raman pour l'atome de césium initialement polarisé dans l'état $|6^2S_{1/2}, f = 3, m_f = +3\rangle$, en fonction de la pulsation ω_L du laser piège. $\frac{\omega_{D1}}{2\pi}$ est la fréquence de la raie D_1 . Les courbes ont été tracées pour une intensité pic du faisceau laser égale à $I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2} \simeq 2.0 \times 10^4 \text{ W/cm}^2$ ($P = 15 \text{ W}$, $w_0 = 220 \mu\text{m}$), et une polarisation σ -linéaire. Les courbes tracées en pointillés ont été établies à partir de (3.36) (cf (a)) et à partir de (3.37) (cf (c)). La ligne verticale en pointillés indique la pulsation du laser Nd :YAG $\omega_L \simeq 0.84\omega_{D1}$.

teur $f_{j \rightarrow j'}$:

$$\left| \langle j' \parallel r^{[1]} \parallel j \rangle \right|^2 = \frac{3\hbar(2j+1)}{2M\omega_{jj'}} f_{j \rightarrow j'} \quad (3.35)$$

La figure 3.20 montre les taux de diffusion Rayleigh et Raman calculés à partir de (3.30) pour des atomes de césium initialement polarisés dans l'état $|6^2S_{1/2}, f=3, m_f=+3\rangle$, en fonction de la pulsation du laser ω_L rapportée à la pulsation ω_{D1} de la raie D₁. Sur cette figure, les courbes ont été tracées en considérant un laser polarisé σ -linéaire. Pour des fréquences du laser vérifiant $\omega_L < \frac{\omega_{D1}}{2}$ (cas du laser CO₂, pour lequel $\omega_L \simeq \frac{\omega_{D1}}{12}$), le taux de diffusion Rayleigh peut être évalué, en bonne approximation, à partir de la formule habituelle de Rayleigh [35] (voir courbe en pointillés de la figure 3.20(a)) :

$$\Gamma_{Rayleigh} = \frac{8\pi r_0^2 I \omega_L^3}{3\hbar} \left[\sum_e \frac{f_{g \rightarrow e}}{\omega_{eg}^2} \right]^2 \quad (3.36)$$

où $f_{g \rightarrow e}$ est la force d'oscillateur entre l'état fondamental $|g\rangle$ et un état excité $|e\rangle$ (dans le cas de l'atome de césium, les états $|e\rangle$ appartiennent aux niveaux $6^2P_{1/2}$ et $6^2P_{3/2}$), r_0 désigne le rayon classique de l'électron, soit $r_0 = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 M c^2}$.

Pour des fréquences telles que $\omega_L < \frac{\omega_{D1}}{2}$, il a été établi [150] que :

$$\frac{\Gamma_{Raman}}{\Gamma_{Rayleigh}} \approx \frac{8}{9} \left[\frac{\Delta_{fs} \omega_L}{\omega_{D1}} \right]^2 \quad (3.37)$$

où $\Delta_{fs} = \omega_{D2} - \omega_{D1}$ représente l'écart de structure fine du niveau excité $6P$. On a représenté en pointillés sur la figure 3.20c la courbe obtenue à partir de (3.37).

Dans le cadre de l'expérience, on s'intéresse au cas du laser Nd :YAG. La ligne verticale sur la figure 3.20 indique la fréquence de ce laser ($\omega_L \approx 0.84\omega_{D1}$). Le tableau suivant rapporte les valeurs calculées des taux de diffusion total, Rayleigh et Raman, en fonction de la polarisation du faisceau Nd :YAG. Les calculs ont été effectués en considérant une puissance de 15 W et un col de 220 μm :

	π	σ^+	σ^-	σ -linéaire
Γ_{diff} (s^{-1})	0.334	0.380	0.288	0.334
$\Gamma_{Rayleigh}$ (s^{-1})	0.329	0.375	0.286	0.330
Γ_{Raman} (s^{-1})	0.0053	0.0058	0.0018	0.0038
$\Gamma_{Raman}/\Gamma_{Rayleigh}$	0.016	0.015	0.0063	0.011
τ_{Raman} (s)	190	173	552	264

3.3.5 Conclusion

Le laser Nd :YAG induit un taux de relaxation (Raman) de l'échantillon atomique négligeable par rapport au taux de diffusion Rayleigh puisque $\frac{\Gamma_{Raman}}{\Gamma_{Rayleigh}} < 0.2\%$ quelque soit la polarisation du laser. La durée de vie Raman τ_{Raman} qui est le temps au bout duquel 63 % des atomes initialement dans l'état $|6^2S_{1/2}, f=3, m_f=+3\rangle$ ont été dépolarisés est supérieure à 100 s pour toutes les polarisations. Elle excède donc très largement les durées de vie du piège. D'après les résultats de l'expérience exposés plus haut et des calculs précédents, les processus de dépolarisation Raman ne peuvent pas, à ce stade, constituer une limitation aux durées de vie observées.

Le processus de photoassociation dépend, quant à lui, de l'intensité et de la longueur d'onde du faisceau de photoassociation, ainsi que de la densité d'atomes. Ce processus pourrait éventuellement

être à l'origine de pertes entre deux atomes piégés, du type $\frac{dN}{dt} = -\beta n N$, mais il ne peut pas être responsable des pertes liées à la durée de vie. Des pertes d'atomes de césium ont été observées par le groupe de R. Grimm en présence d'un faisceau intense de longueur d'onde $1.064 \mu\text{m}$. Les quelques mesures réalisées précédemment par variation de l'intensité du faisceau Nd :YAG n'ont pas permis de tirer de conclusions. Pour identifier la nature des pertes obtenues par ce processus, on pourrait chercher à détecter une dépendance éventuelle du taux de pertes du piège avec le nombre d'atomes. Pour cela, il suffirait de modifier le nombre d'atomes initialement chargé dans le piège, en modifiant le nombre d'atomes dans le PMO1 (par ouverture plus ou moins grande de la vanne de césium). Par ailleurs, des calculs numériques précis portant sur le taux de photoassociation produit par le faisceau Nd :YAG dans les conditions de l'expérience s'avèreraient d'un grand intérêt. De tels calculs permettraient de savoir si il est réaliste ou non d'imputer au processus de photoassociation une partie des pertes entre atomes piégés.

3.4 Influence du champ magnétique homogène \vec{B}_0

3.4.1 Effet du champ magnétique \vec{B}_0 sur les paramètres du piège

3.4.1.1 Rappel : potentiel suivant (Oz) en fonction de B_0

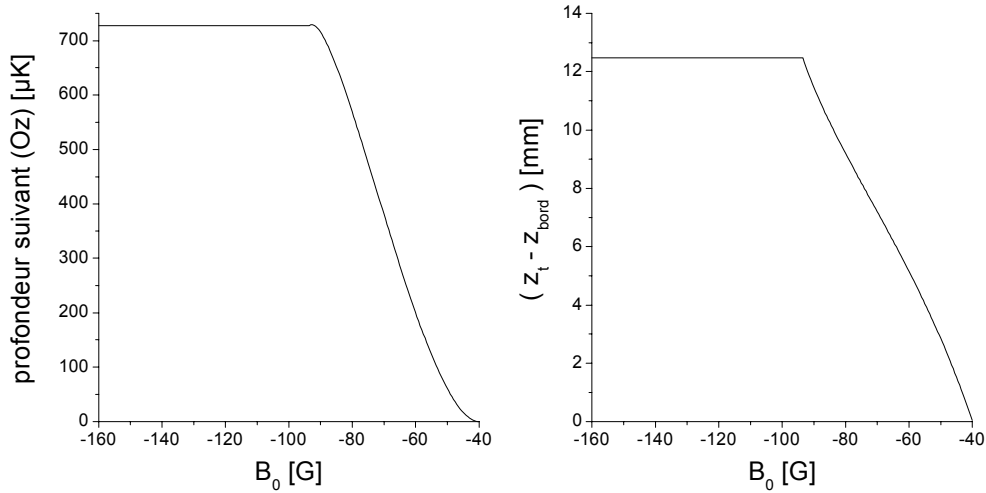


FIG. 3.21 – Profondeur du potentiel vertical et position verticale relative du bord du puits par rapport au centre du piège, en fonction de B_0 . Pour $-100 \text{ G} < B_0 < -40 \text{ G}$, le puits vertical est délimité par le point pour lequel le champ magnétique total est nul. Dans ce cas, $z_{bord} = z_{zero}$. Lorsque $B_0 < -100 \text{ G}$, le point correspondant au zéro de champ magnétique disparaît, et la profondeur atteint sa valeur maximale $730 \mu\text{K}$.

On reprend dans ce paragraphe les notations introduites dans le chapitre 2 : on désigne par $\vec{B}_1(x, z) = B_{1z}(x, z)\vec{e}_z + B_{1x}(x, z)\vec{e}_x$ le champ magnétique inhomogène et par $\vec{B}_0 = B_0\vec{e}_z$ le champ magnétique homogène. Il a été établi dans le même chapitre, que le piégeage des atomes dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ peut être réalisé à l'altitude positive z_t vérifiant $\left. \frac{\partial B_{1z}(0, z)}{\partial z} \right|_{z=z_t} \simeq -31 \text{ G/cm}$, à

condition de satisfaire la relation suivante :

$$B_0 < -B_{1z}(0, z_t) < 0 \quad (3.38)$$

Dans notre expérience, les atomes sont piégés au voisinage de l'altitude $z_t = 15$ mm, pour laquelle la composante verticale du champ magnétique \vec{B}_1 vaut $B_{1z}(0, z_t) \simeq 40$ G. Dans ces conditions, lorsque la valeur du champ homogène B_0 est comprise typiquement entre -100 G et -40 G, il existe un point sur l'axe vertical pour lequel le champ magnétique total $\vec{B}_0 + \vec{B}_1$ est nul. Ce point, de coordonnées $(0, z_{zero})$, définit le bord du puits du potentiel vertical dans l'intervalle $[0, z_t]$. Il a été montré dans le chapitre 2 (formule (1.14)), que son altitude z_{zero} dépend de la valeur B_0 . Lorsque B_0 est égal à $-B_{1z}(0, z_t)$, l'altitude z_{zero} coïncide avec l'altitude de piégeage z_t . Dans ce cas, la profondeur du potentiel vertical est nulle, empêchant ainsi le piégeage des atomes en z_t . Lorsque B_0 devient inférieur à $-B_{1z}(0, z_t)$, ce point s'éloigne du centre du piège, puis disparaît pour des valeurs de B_0 plus petites que -100 G environ dans notre expérience. La profondeur du puits vertical atteint alors sa valeur maximale égale à $730 \mu\text{K}$ environ, dans les conditions expérimentales. La figure 3.21 représente la variation de la profondeur du puits vertical en fonction de B_0 , ainsi que la variation de la position verticale relative du bord du puits par rapport au centre du piège ($z_t - z_{bord}$).

3.4.1.2 Potentiel suivant (Ox) en fonction de B_0

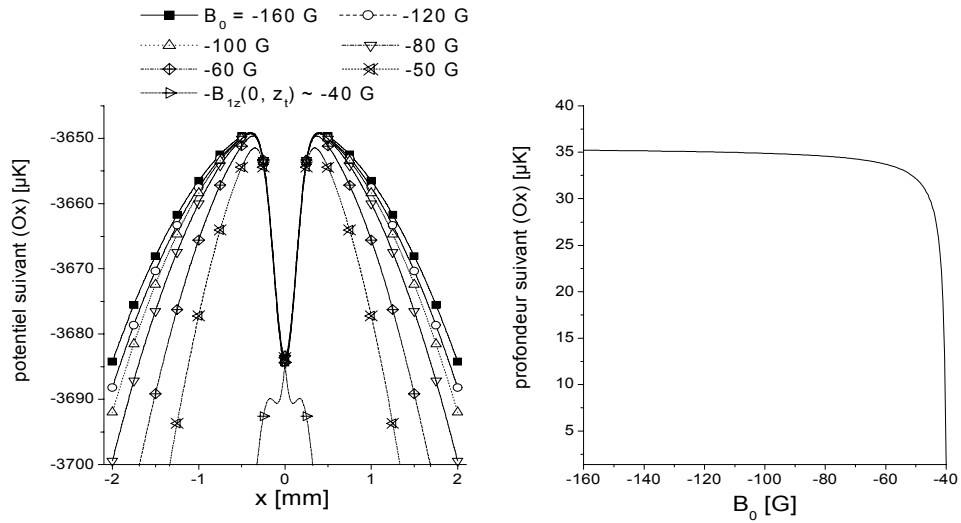


FIG. 3.22 – A gauche, potentiel suivant (Ox) subi par les atomes à l'altitude $z_t = 15$ mm, pour différentes valeurs de B_0 . Les différents potentiels ont été tracés de telle sorte que leurs valeurs au point $(0, z_t)$ coïncident, ce qui revient à effectuer un changement d'origine en énergie. A droite, profondeur du potentiel suivant (Ox) en fonction de B_0 . Les différentes courbes ont été obtenues pour les paramètres suivants : $z_t = 15$ mm ($I_t \simeq 300$ A), $w_0 = 260 \mu\text{m}$ et $P = 15$ W (rayon à $1/e^2$ et puissance du faisceau issu du laser Nd :YAG).

Le champ magnétique homogène B_0 modifie la force magnétique suivant (Ox) subie par les atomes à l'altitude $z_t = 15$ mm¹¹. Pour des valeurs de B_0 satisfaisant la relation (3.38), cette force

¹¹Le champ magnétique total n'ayant pas de composante suivant (Oy), le potentiel dans cette direction reste

est de nature répulsive. La figure 3.22 montre l'allure du potentiel suivant (Ox) pour différentes valeurs de B_0 vérifiant la condition de piégeage à l'altitude z_t (3.38) : la force magnétique devient de plus en plus répulsive au fur et à mesure que la valeur B_0 se rapproche de la valeur $-B_{1z}(0, z_t)$. Lorsque B_0 égale $-B_{1z}(0, z_t)$, la force magnétique répulsive est prépondérante devant la force optique, et le potentiel n'est plus piégeant suivant (Ox). La figure 3.22 représente la profondeur du potentiel suivant (Ox) en fonction de B_0 obtenue pour un faisceau issu du laser Nd :YAG, de puissance $P = 15$ W, et focalisé avec un col (rayon à $1/e^2$) égal à $w_0 \simeq 260$ μm .

La profondeur du potentiel optique ainsi créé est de l'ordre de 37 μK (profondeur que l'on obtiendrait suivant (Ox) en l'absence de force magnétique répulsive). La figure 3.22 montre que pour des valeurs de B_0 comprises entre -160 G et -50 G, la profondeur du potentiel suivant (Ox) varie de 10 %, passant de la valeur de 35 μK pour $B_0 \simeq -160$ G, à celle de 32 μK pour $B_0 \simeq -50$ G.

3.4.1.3 Observation 30 ms après chargement du piège

La figure 3.23 présente une série d'images du nuage atomique prises 30 ms après le chargement du piège, et correspondant à différentes valeurs de B_0 (les images sont disposées suivant l'ordre décroissant de la norme $|B_0|$). A 30 ms, les atomes qui n'ont pas été transférés dans le piège, en particulier ceux situés à une distance de l'axe vertical bien supérieure au col du faisceau laser Nd :YAG, sont présents sur les images. Pour l'image (a), la condition de piégeage en z_t (3.38) est vérifiée. Au fur et à mesure que la valeur $|B_0|$ diminue, les atomes qui ne sont pas piégés dans le potentiel optique subissent une force magnétique de plus en plus répulsive suivant (Ox) (figures 3.23(b),(c),(d)). Lorsque B_0 vérifie $B_0 = -B_{1z}(0, z_t)$, le champ magnétique total s'annule au centre du piège $(0, 0, z_t)$ et le potentiel suivant (Ox) devient non-piégeant, rendant impossible le piégeage à la position $(0, 0, z_t)$. Lorsque B_0 satisfait l'inégalité $B_0 > -B_{1z}(0, z_t)$, les atomes dans l'état Zeeman $|f = 3, m_f = +3\rangle$ ne sont plus piégés à l'altitude z_t (figures 3.23(g),(h)). Seuls les atomes dans l'état $|f = 3, m_f = -3\rangle$ sont susceptibles de l'être à l'altitude z_t (à condition toutefois que le potentiel suivant (Ox) soit piégeant pour ces atomes).

3.4.1.4 Chargement du piège en fonction de B_0

Nous avons étudié l'influence de B_0 sur le nombre d'atomes piégés, 100 ms après le chargement du piège, pour des valeurs de B_0 satisfaisant la relation (3.38). La figure 3.24 rapporte les mesures effectuées sur le signal de fluorescence, pour des valeurs de B_0 comprises entre -140 G et -55 G. Le nombre d'atomes piégés croît lorsque la valeur B_0 diminue algébriquement. Typiquement, entre -55 G et -115 G, il subit une augmentation de 40 % environ.

Lorsque B_0 vaut -55 G, les profondeurs du potentiel vertical et du potentiel suivant (Ox) sont respectivement égales à 124 μK et 33 μK , alors qu'elles valent à -140 G, 728 μK suivant (Oz) et 35 μK suivant (Ox). Dans le cas où le faisceau laser Nd :YAG n'est pas centré en $x = 0$, la variation de la profondeur suivant (Ox) s'avère d'autant plus importante que le faisceau est plus loin de la position $x = 0$. En fait, lorsqu'on s'éloigne de la position $x = 0$, l'influence de la force magnétique répulsive est plus grande. Il est en fait assez réaliste d'envisager, dans notre expérience, la situation dans laquelle le faisceau n'est pas centré en $x = 0$. Cette situation a été rencontrée lors de la prise

inchangé lorsque B_0 varie, et est identique au potentiel optique.

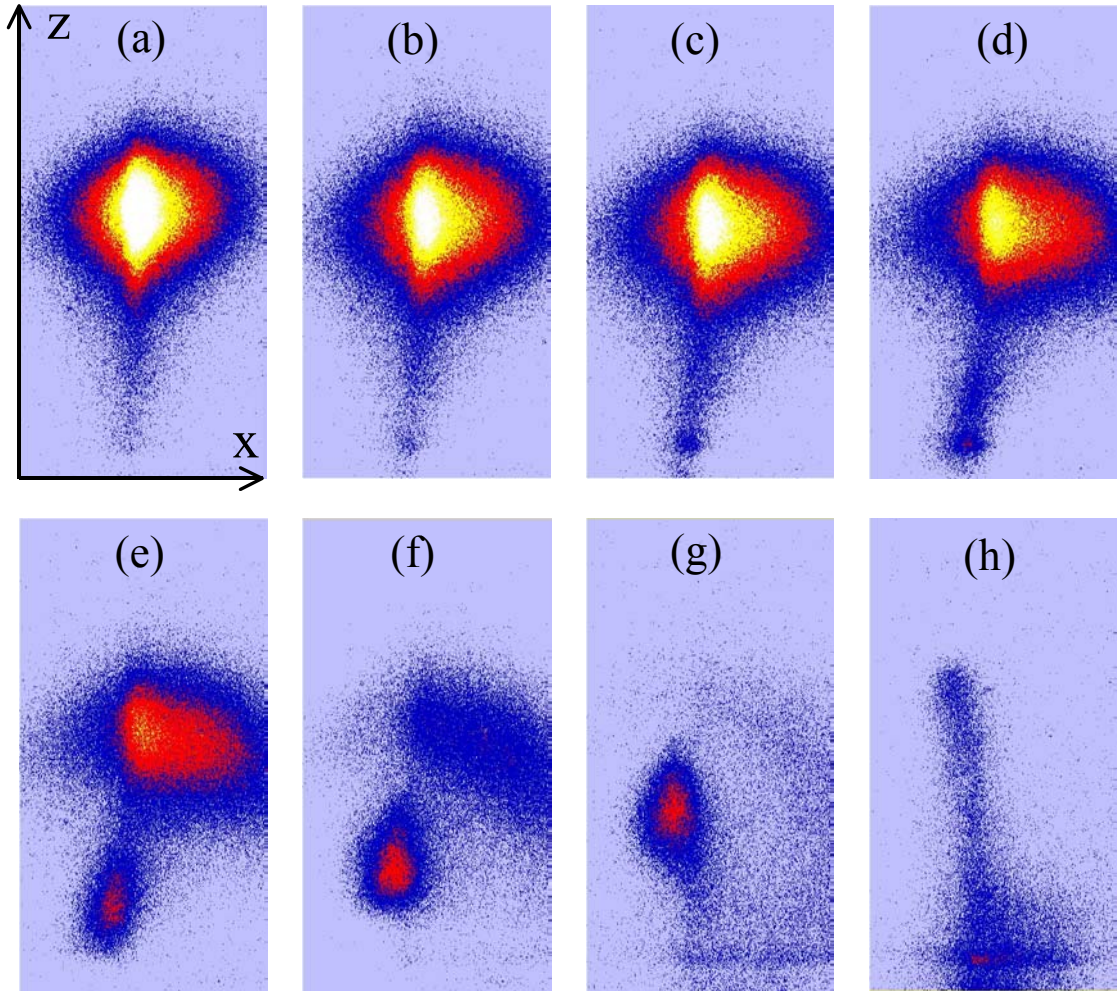


FIG. 3.23 – Effet qualitatif de la diminution de la valeur $|B_0|$ sur le nuage d’atomes piégés. Les images ont été prises 30 ms après l’allumage du piège, pour différentes valeurs de $|B_0|$. La valeur $|B_0|$ a été diminuée progressivement de l’image (a) à l’image (h). Lorsque la relation (3.38) est satisfaite, les atomes dans l’état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ sont piégés à l’altitude z_t (images de (a) à (d), correspondant à la variation de $|B_0|$ entre 70 G et 45 G environ. Lorsque l’égalité $B_0 = -B_{1z}(0, z_t) \simeq -40$ G est vérifiée, le champ magnétique total est nul au centre du piège $(0, 0, z_t)$, et les atomes ne sont plus piégés (images (e), (f)). Dans le cas $B_0 > -B_{1z}(0, z_t)$, les atomes polarisés dans l’état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ ne sont plus piégés à l’altitude z_t ((g), (h)).

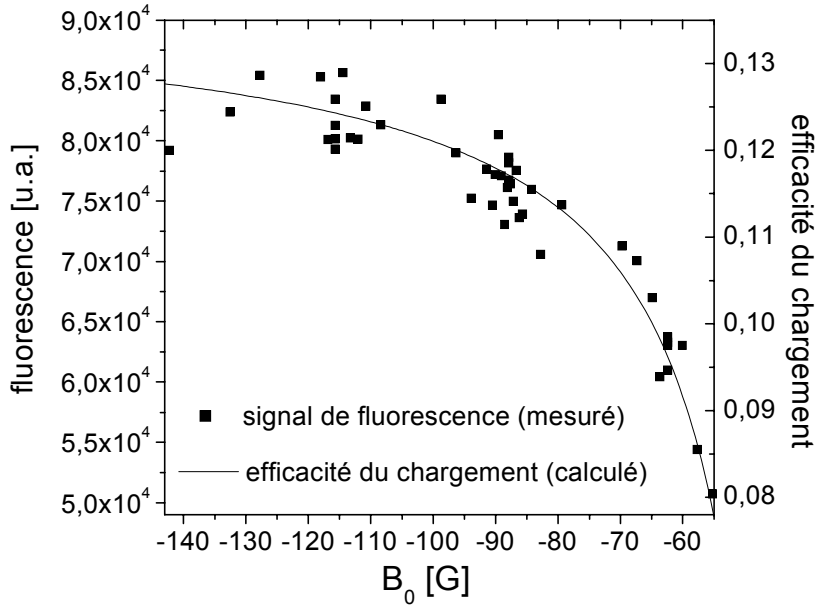


FIG. 3.24 – Signal de fluorescence mesuré (carrés noirs) en fonction de B_0 , dans l'intervalle satisfaisant la relation (3.38). La courbe en trait plein représente l'efficacité du chargement dans le cas où à l'instant du transfert, le nuage atomique est situé 1 mm sous le centre du piège (i.e. à $z = z_t - 1$) et le faisceau laser Nd :YAG est centré autour de $x = 0.7$ mm suivant (Ox).

d'images de la la figure 3.23, où l'extension du nuage suivant (Ox) est plus grande d'un côté que de l'autre.

La figure 3.25 représente l'allure et la profondeur du potentiel suivant (Ox), lorsque le faisceau laser Nd :YAG est centré autour de la position $x = 1$ mm. Dans cette situation, les profondeurs du potentiel suivant (Ox) valent $19 \mu\text{K}$ et $28 \mu\text{K}$, lorsque B_0 est égal à -55 G et -140 G respectivement. Du fait de la variation des profondeurs des potentiels en fonction de B_0 , on s'attend à une modification de l'efficacité de chargement du piège en fonction de B_0 .

A l'issue de la phase de mélasse, la température des atomes est de l'ordre de $10 \mu\text{K}$. Entre -55 G, et -140 G, le potentiel suivant (Oz) s'avère par conséquent suffisant pour piéger un nuage d'atomes à cette température. Il n'en est pas de même pour le potentiel suivant (Ox), dont la profondeur représente tout au plus 3.5 fois la température du nuage, dans cet intervalle. Nous avons donc cherché à évaluer le taux de transfert¹² dans un puits de potentiel dipolaire dont la profondeur¹³ varie en fonction de la valeur B_0 , afin de le comparer aux mesures de fluorescence de la figure 3.24. Nous avons effectué le calcul en considérant un faisceau laser centré en $x = 0$ dans un cas, et en $x = 1$ mm dans un autre cas. Entre -55 G et -115 G, le taux de transfert calculé augmente de 9 % environ dans le premier cas, et de 32 % dans le deuxième cas. Ceci est à comparer au facteur de 40 % mesuré sur le signal de fluorescence pour les mêmes valeurs B_0 . En considérant à l'instant du transfert le nuage atomique situé 1 mm sous le centre du piège, et le faisceau laser centré en

¹² voir chapitre 2

¹³ Nous avons aussi introduit une dépendance effective du col du faisceau laser (responsable du puits dipolaire), en fonction de B_0 .

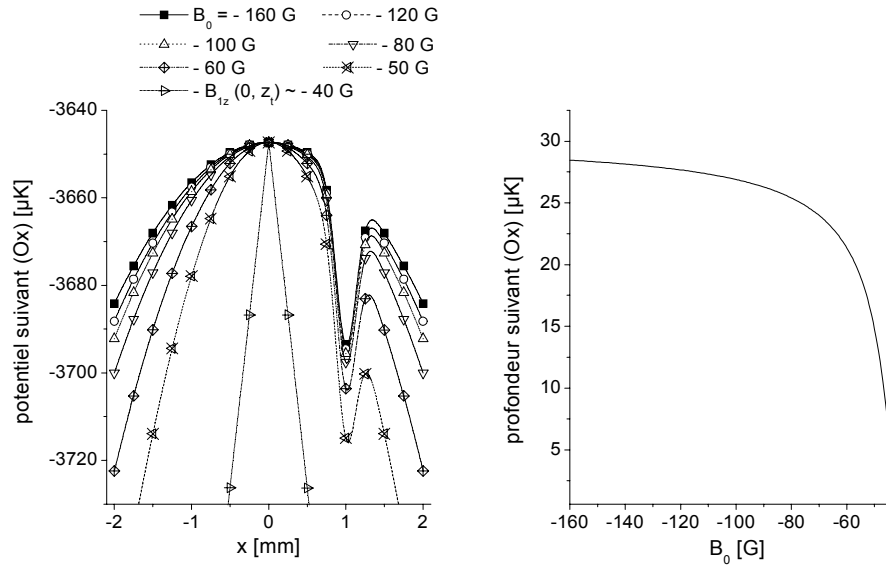


FIG. 3.25 – Allure et profondeur du potentiel suivant (Ox) à l'altitude de piégeage z_t , en fonction de B_0 . On a considéré le cas où le faisceau laser Nd :YAG est centré à la position $x = 1$ mm.

$x = 0.7$ mm, on obtient que l'efficacité de chargement augmente de 37 %. Le taux de transfert correspondant à ce dernier cas a été représenté sur la figure 3.24.

Il est donc possible que l'augmentation du nombre d'atomes observée entre -55 G et -140 G soit due à une amélioration de l'efficacité du chargement dans cet intervalle. Cependant, les mesures effectuées sur le signal de fluorescence et le calcul du taux de transfert concordent si le faisceau lumineux issu du laser Nd :YAG n'est pas centré autour de la position $x = 0$. Dans notre expérience, cette situation est suffisamment réaliste pour être envisagée.

3.4.2 Influence de \vec{B}_0 sur les collisions ?

3.4.2.1 Section efficace de collisions élastiques et temps entre deux collisions élastiques

Avant leur transfert dans le piège, les atomes, à l'issue de la phase de mélasse possèdent une température de l'ordre de $10 \mu K$. Une fois dans le piège, on s'attend à une redistribution de l'énergie entre les degrés de liberté horizontaux et vertical sous l'effet des collisions élastiques. Le processus de thermalisation, qui conduit le système vers un état d'équilibre, se produit d'autant plus rapidement que le temps entre deux collisions élastiques t_{el} est plus petit. Le temps t_{el} varie comme l'inverse de la section efficace de collisions élastiques σ .

Section efficace de collisions élastiques en fonction de la température et de la longueur de diffusion

A très basse énergie, le développement de la section efficace de collision pour des bosons polarisés interagissant en onde s donne :

$$\sigma(k) = \frac{8\pi a^2}{1 + k^2 a^2} \quad (3.39)$$

où a est la longueur de diffusion et k est le vecteur d'onde de la particule fictive dans le référentiel du centre de masse. La grandeur k est reliée à la vitesse relative v_r des deux atomes en collision suivant $v_r = 2\hbar k/M$.

Dans les deux cas limites $ka \ll 1$ (limite à énergie nulle) et $ka \gg 1$ (limite unitaire), les expressions asymptotiques de σ sont :

$$\begin{cases} ka \ll 1 & \sigma(k) \simeq 8\pi a^2 \\ ka \gg 1 & \sigma(k) \simeq 8\pi/k^2 \end{cases} \quad (3.40)$$

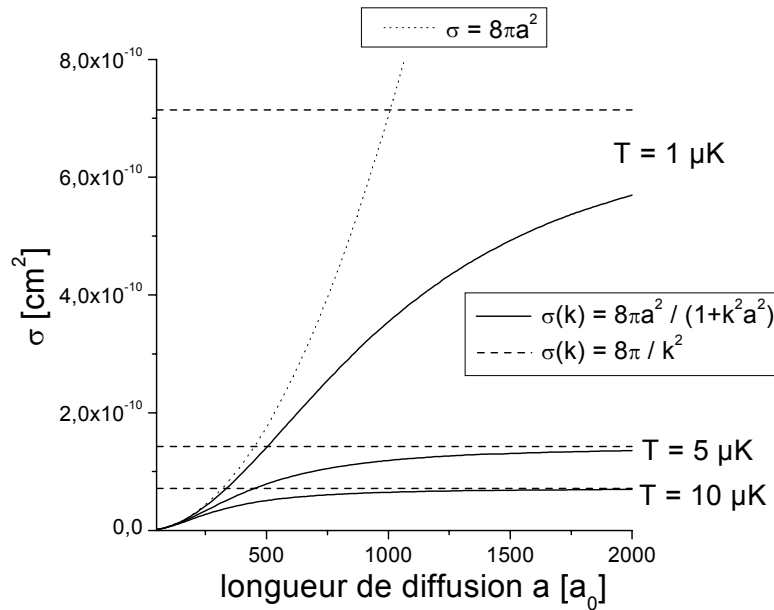


FIG. 3.26 – Représentation de la section efficace de collisions élastiques $\sigma(k)$ (formule (3.39), ligne continue) en fonction de la longueur de diffusion, pour les températures $T = 10 \mu\text{K}$ ($k^{-1} \simeq 320 a_0$), $5 \mu\text{K}$ ($k^{-1} \simeq 450 a_0$), et $1 \mu\text{K}$ ($k^{-1} \simeq 1007 a_0$). Les lignes discontinues correspondent aux expressions asymptotiques $\sigma = 8\pi a^2$ et $\sigma = 8\pi/k^2$, valables respectivement pour $ka \ll 1$ et $ka \gg 1$.

La figure 3.26 représente la variation de la section efficace $\sigma(k)$ suivant la formule (3.39), en fonction de la longueur de diffusion, pour des températures égales à $10 \mu\text{K}$, $5 \mu\text{K}$, et $1 \mu\text{K}$. Les expressions asymptotiques de $\sigma(k)$ données par la formule (3.40) ont été tracées sur la même figure. Les différentes courbes de la figure 3.26 ont été représentées en considérant k égal à sa valeur moyenne dans l'espace des vitesses relatives $\frac{M\bar{v}_r}{2\hbar}$ (où $\bar{v}_r = 4\sqrt{\frac{k_B T}{\pi M}}$ est la vitesse relative moyenne), soit $k \simeq \sqrt{\frac{4k_B T M}{\pi \hbar^2}}$.

On remarque d'abord que la section efficace σ augmente lorsque la température diminue. Par ailleurs, pour une température donnée, elle croît avec la longueur de diffusion, passant de la valeur asymptotique $\sigma = 8\pi a^2$, valable pour $a \ll k^{-1}$, à celle de $\sigma = \frac{8\pi}{k^2}$, valable pour $a \gg k^{-1}$. La valeur

à résonance $\sigma = \frac{8\pi}{k^2}$ est donc atteinte pour une longueur de diffusion d'autant plus petite que la température est plus grande. Une fois la limite unitaire atteinte, l'augmentation de la longueur de diffusion ne permet plus d'augmenter la section efficace σ donc le taux de collisions élastiques.

Estimation du temps entre deux collisions élastiques t_{el} en fonction de B_0

L'expression générale du taux de collisions élastiques $\gamma_{el} = 1/t_{el}$ est complexe et repose sur le calcul d'une intégrale dans l'espace des vitesses relatives v_r . Cependant, ce calcul se simplifie considérablement en considérant une section efficace constante, indépendante de la vitesse relative des deux particules $\sigma(v_r) = \sigma_0$. On obtient alors l'expression de t_{el} , valable dans le domaine des basses températures $ka \ll 1$:

$$t_{el} \underset{ka \ll 1}{=} \frac{1}{\bar{n}\sigma_0\bar{v}_r} = \frac{2}{n(0)\sigma_0v_{th}} \quad (3.41)$$

où $n(0)$, la densité pic, et \bar{n} , la densité moyenne, sont reliées par $\bar{n} = \frac{n(0)}{\sqrt{8}}$ et où $v_{th} = \sqrt{8k_B T/(\pi M)} = \frac{\bar{v}_r}{\sqrt{2}}$ désigne la vitesse d'agitation thermique.

Dans la limite unitaire $ka \gg 1$, la section efficace dépend de la vitesse relative; elle est de la forme $\sigma(v_r) = C/v_r^2$, où C est une constante. On peut alors montrer que [8, 73] :

$$t_{el} \underset{ka \gg 1}{\simeq} \sqrt{\pi} \frac{1}{\bar{n}\sigma(v_{rms})v_{rms}} = \frac{8}{n(0)\sigma(v_{rms})v_{th}} = \frac{\bar{v}_r M^2}{128\bar{n}\hbar^2} \quad (3.42)$$

où $v_{rms} = \sqrt{k_B T/M}$ est la vitesse quadratique moyenne, et $\sigma(v_{rms})$ est la section efficace pour une vitesse relative v_r égale à v_{rms} .

Afin d'apprécier la variation du temps t_{el} en fonction de la longueur de diffusion et de la température, nous avons évalué dans toute la suite la grandeur t_{el} à partir de la formule suivante :

$$t_{el}(k, a) \simeq \frac{1}{\bar{n} \frac{8\pi a^2}{1+(ka)^2} \bar{v}_r} \quad (3.43)$$

L'expression (3.43) vérifie les deux limites asymptotiques (3.41) lorsque $ka \ll 1$ et (3.42) lorsque $ka \gg 1$, à condition de considérer $k \simeq \sqrt{\frac{k_B T M}{\hbar^2}}$.

La figure 3.27(a) représente la variation du temps t_{el} estimé selon (3.43) en fonction de la longueur de diffusion, et calculé dans les conditions expérimentales. On a considéré $N \simeq 1 \times 10^6$ atomes, à la température de 10 μ K, dans le piège de pulsations $\omega_z \simeq 2\pi \times 4.6$ Hz et $\omega_r \simeq 2\pi \times 56$ Hz (obtenue pour un faisceau laser Nd :YAG focalisé avec un col de 260 μ m). Avec ces données, la densité pic vaut $n(0) = N\omega_z\omega_r^2 \left(\frac{M}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} \simeq 1.5 \times 10^{10}$ atomes/cm³ et la vitesse d'agitation thermique est égale à $v_{th} \simeq 4$ cm/s. Le temps entre deux collisions élastiques diminue d'un ordre de grandeur lorsque la longueur de diffusion varie de $a \simeq 100 a_0$ à $a \simeq 1400 a_0$. Pour $a \leq 150 a_0$, le comportement collisionnel des atomes est correctement décrit par une section efficace du type $\sigma = 8\pi a^2$, tandis que pour $a \geq 900 a_0$, il est bien décrit par $\sigma = 8\pi/k^2$.

Dans l'expérience, la valeur de la longueur de diffusion à la position de piégeage $(0, 0, z_t)$ dépend du champ magnétique local en ce point, somme des champs $\vec{B}_0 + \vec{B}_{1z}(0, z_t)$ (avec typiquement $B_{1z}(0, z_t) \simeq 40$ G). On s'attend donc à une modification de la longueur de diffusion conduisant à un changement des propriétés collisionnelles lorsque le champ magnétique homogène B_0 varie. Sur la figure 3.27(b), on a reporté la valeur de t_{el} estimé selon (3.43) pour des températures de

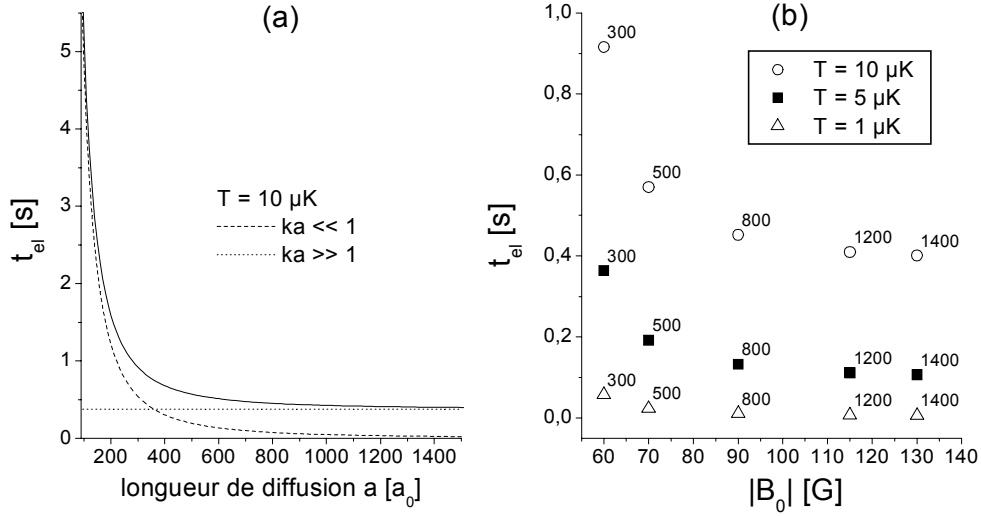


FIG. 3.27 – Temps entre deux collisions élastiques estimé par la formule (3.43) et calculé dans les conditions expérimentales (voir texte). (a) t_{el} en fonction de la longueur de diffusion pour une température de $10 \mu\text{K}$. Les lignes en pointillés et en points correspondent aux cas limites (3.41) et (3.42) valables respectivement pour $ka \ll 1$ et $ka \gg 1$. (b) t_{el} en fonction de $|B_0|$ pour des températures égales à $10 \mu\text{K}$, $5 \mu\text{K}$ et $1 \mu\text{K}$. On a associé à chaque point la valeur de la longueur de diffusion (exprimée en unité de a_0) correspondant à la valeur de $|B_0|$.

$10 \mu\text{K}$, $5 \mu\text{K}$ et $1 \mu\text{K}$, et pour les longueurs de diffusion $300 a_0$, $500 a_0$, $800 a_0$, $1200 a_0$, $1400 a_0$, auxquelles on a associé les valeurs de B_0 correspondantes [93]. Pour ces températures, le temps de thermalisation diminue lorsque la valeur $|B_0|$ augmente dans l'intervalle vérifiant $|B_0| > B_{1z}(0, z_t)$ (3.38), *i.e.* $|B_0| > 40 \text{ G}$. Lorsque la limite unitaire $ka \gg 1$ est atteinte pour une température donnée, le temps t_{el} prend les valeurs regroupées dans le tableau suivant :

température	t_{el} (3.42) $ka \gg 1$
$10 \mu\text{K}$	380 ms
$5 \mu\text{K}$	95 ms
$1 \mu\text{K}$	4 ms

3.4.2.2 Mesure de la température 100 ms après le chargement du piège, en fonction de B_0

Afin d'observer une modification du temps de thermalisation en fonction de B_0 , nous avons réalisé des mesures de température pour différentes valeurs $|B_0|$ comprises entre 50 G et 140 G. Pour ce faire, à l'instant initial $t = 0$ où le piège mixte est branché, le champ magnétique homogène B_0 est fixé à une valeur satisfaisant $B_0 < -B_{1z}(0, z_t)$. A l'instant $t = 100 \text{ ms}$, on mesure les températures T_x et T_z suivant les directions (Ox) et (Oz) par la technique de temps de vol (voir chapitre 2) utilisant la fluorescence des atomes. Nous avons effectué cette mesure pour les valeurs de $|B_0|$ suivantes : 60 G, 70 G, 90 G, 115 G, et 130 G. Les résultats sont reportés sur la figure 3.28(a).

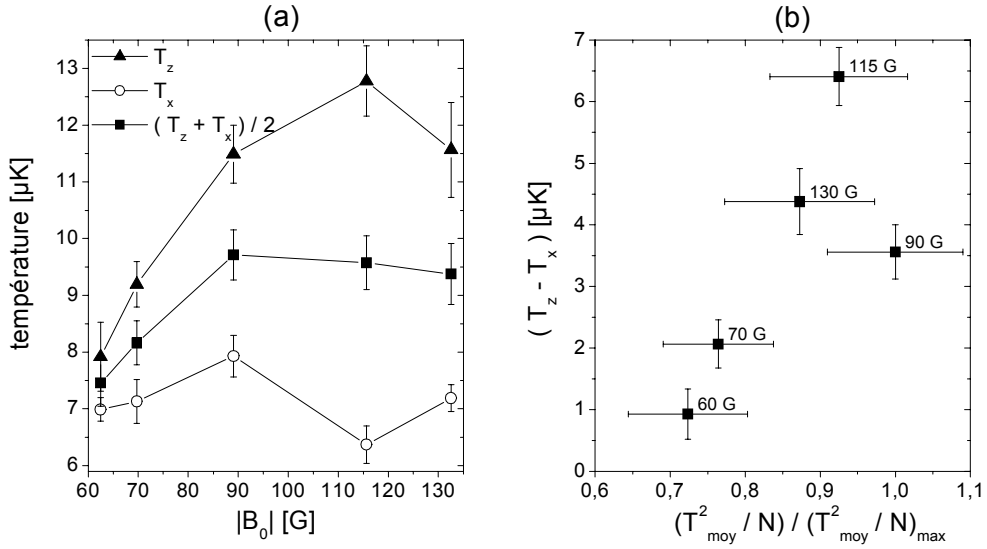


FIG. 3.28 – (a) Variation des températures T_z , T_x , et de leur moyenne $T_{\text{moy}} = \frac{T_z + T_x}{2}$ en fonction de $|B_0|$. (b) Ecart en température $(T_z - T_x)$ en fonction de la grandeur adimensionnée $\hat{t}_0 = \frac{T_{\text{moy}}^2/N}{(T_{\text{moy}}^2/N)_{\text{max}}}$. On a fait correspondre aux points issus des mesures, la valeur de $|B_0|$.

On constate que l'écart en température $|T_z - T_x|$ tend à augmenter lorsque $|B_0|$ augmente. Cet écart dépend du temps de thermalisation du système et apparaît d'autant plus petit à un instant donné que le processus de thermalisation est plus rapide. Or la figure 3.27(b) montre qu'à température et nombre d'atomes constants, le temps de thermalisation doit diminuer lorsque $|B_0|$ varie entre 60 G et 130 G, pour des températures comprises entre $5\mu\text{K}$ et $10\mu\text{K}$. Dans ces conditions, on s'attend à ce que l'écart en température $|T_z - T_x|$ diminue pour des plus grandes valeurs $|B_0|$. Or dans l'expérience, ces conditions ne sont pas remplies puisque la température et le nombre d'atomes varient avec la grandeur $|B_0|$. En effet, lorsque $|B_0|$ varie entre 60 G et 130 G, l'étude précédente (voir figure 3.24) a montré que le nombre d'atomes N augmentait. Par ailleurs, on constate une variation de la température moyenne $T_{\text{moy}} = \frac{T_z + T_x}{2}$ dans ce même intervalle (voir figure 3.28(a)). Dans le domaine $ka \gtrsim 1$, le temps de thermalisation t_{therm} possède une dépendance en température T et en nombre d'atomes N suivant :

$$t_{\text{therm}} \propto \frac{1}{\bar{n}\sigma(k)v_{\text{th}}} \propto \frac{1}{(NT^{-3/2})T^{-1}T^{1/2}} = \frac{T^2}{N} \quad (3.44)$$

Sur la figure 3.28(b), on a reporté l'écart en température observé $|T_z - T_x|$ en fonction de la grandeur adimensionnée $\hat{t}_0 = \frac{T_{\text{moy}}^2/N}{(T_{\text{moy}}^2/N)_{\text{max}}}$ issue des mesures. On a associé aux points expérimentaux la valeur de $|B_0|$ correspondante. On observe que la grandeur \hat{t}_0 augmente avec $|B_0|$, et que l'écart mesuré $|T_z - T_x|$ croît avec cette grandeur.

La figure 3.28(a) montre qu'il existe un chauffage dans la direction (Oz) (de l'ordre de $0.1\mu\text{K/G}$) qui survient lorsque l'on augmente le champ $|B_0|$ à partir de la valeur de 60 G. L'origine de ce chauffage n'a pas encore été élucidée pour le moment. A ce stade, on peut essayer d'envisager plusieurs hypothèses :

- La profondeur du potentiel suivant (Oz) augmente avec $|B_0|$, ce qui permet de capturer des atomes plus chauds. Cependant cette hypothèse semble peu plausible, puisque pour $|B_0| \simeq 60$ G, la profondeur du potentiel vertical vaut environ $200 \mu\text{K}$, ce qui est suffisant pour capturer des atomes à une température comprise entre $10 \mu\text{K}$ et $20 \mu\text{K}$. Une augmentation d'une telle profondeur ne doit *a priori* pas affecter la température des atomes piégés.

- Existe-t-il des champs magnétiques parasites, liés au champ \vec{B}_0 dont les fluctuations engendreraient un chauffage, de type paramétrique ou autre ?

- Est-ce un artefact lié à la technique de fluorescence utilisée ? En effet, le faisceau exciteur illumine les atomes pendant 2 ms, ce qui produit un chauffage conséquent évalué dans le chapitre 2. Ce chauffage conduit à une augmentation du carré de la taille apparente du nuage d'un facteur qui dépend seulement du temps d'exposition et des caractéristiques du faisceau illuminateur (désaccord, intensité). Lors d'une série de mesures par temps de vol, toutes les tailles au carré $\sigma^2(t)$ sont affectées identiquement par ce chauffage. Du fait du chauffage, la droite représentant $\sigma^2(t)$ est translatée verticalement par rapport à la droite obtenue en l'absence de chauffage, la pente restant inchangée. La température, qui est liée à la pente de la droite $\sigma^2(t)$, ne devrait pas par conséquent être affectée par ce chauffage. L'imagerie par absorption actuellement en cours de développement permettra de s'affranchir de ce chauffage parasite (pour les mesures de la taille $\sigma(t)$), et d'apporter quelques éclaircissements aux problèmes soulevés.

3.4.2.3 Expérience réalisée

Dans l'expérience décrite dans ce paragraphe, le piège est branché avec une valeur de $|B_0|$ égale à 115 G, afin de charger le plus grand nombre d'atomes (voir figure 3.24). Après une période de 100 ms environ, la valeur du champ magnétique $|B_0|$ est modifiée. Des séries de mesures ont alors été effectuées pour des valeurs de $|B_0|$ suivantes : 60 G, 70 G, 85 G, 100 G, 115 G, et 130 G.

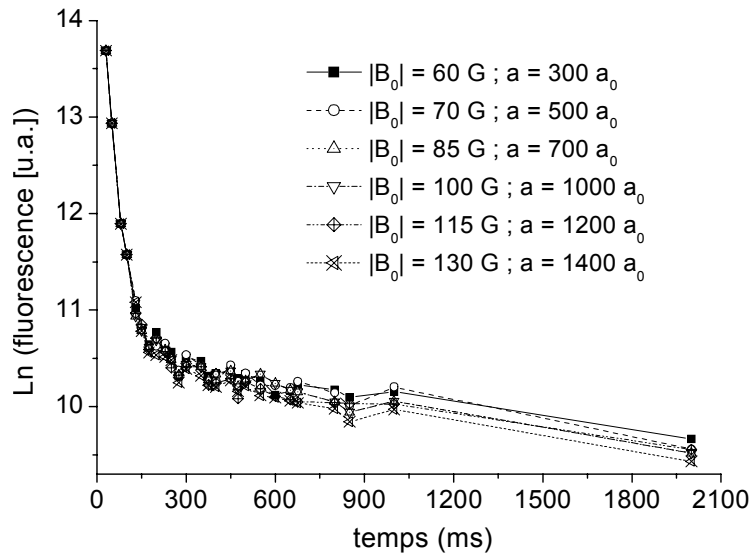


FIG. 3.29 – Courbes de durée de vie du piège pour différentes valeurs $|B_0|$, auxquelles on a fait correspondre la valeur attendue de la longueur de diffusion au point de piégeage $(0,0,z_t)$.

Durée de vie du piège en fonction de B_0

La figure 3.29 représente la durée de vie du piège pour les différentes valeurs de $|B_0|$. Celle-ci est indépendante de $|B_0|$ et vaut sur cette courbe environ 2 s. On constate que l'évolution du nombre d'atomes est identique pour les différentes valeurs de $|B_0|$.

Observation : oscillations du centre de masse Z_c et de la taille σ_z en fonction de B_0

Nous avons observé le même type d'oscillations du centre de masse et de la taille du nuage suivant les directions (Ox) et (Oz), que celles que nous avons évoquées dans un paragraphe précédent. Nous avons porté notre attention sur celles suivant (Oz) (voir figure 3.30), puisque celles suivant (Ox) d'amplitude moindre sont difficilement exploitables quantitativement.

Les oscillations du rayon du nuage atomique sont particulièrement intéressantes dans l'étude des processus collisionnels, puisque dans un piège harmonique anisotrope, ces oscillations doivent s'amortir sous l'effet des collisions élastiques. Au contraire, celles du centre de masse ne s'amortissent pas sous l'effet de telles collisions. Nous avons donc cherché à caractériser les oscillations (fréquence, amortissement) de la largeur rms du nuage σ_z suivant la direction (Oz), pour les différentes valeurs de $|B_0|$. En effet, si le taux de collisions élastiques est modifié de manière importante lors de la variation de $|B_0|$, on s'attend à ce que la fréquence et l'amortissement des oscillations du rayon du nuage soient affectés.

La figure 3.30 montre l'évolution temporelle de la position verticale du centre de masse Z_c et de la largeur rms du nuage σ_z suivant la direction (Oz) observée pour la valeur $|B_0| \simeq 100$ G. Pour chacune des valeurs $|B_0|$, on réalise un ajustement des mesures associées à $\sigma_z(t)$ par une fonction sinusoïdale (trait pointillé) et par une fonction sinusoïdale exponentiellement amortie (trait plein). Pour toutes les valeurs de $|B_0|$ étudiées, cette dernière donne en général un meilleur coefficient de corrélation que la première, ce qui n'est pas évident *a priori*, vu l'insuffisance de mesures dont on dispose entre 1 s et 2 s. L'ajustement de $\sigma_z(t)$ par une fonction sinusoïdale amortie¹⁴ du type $A + B \exp(-\Gamma t) \sin(2\pi\nu_{\sigma_z} t + \phi)$ permet de déterminer la fréquence d'oscillation ν_{σ_z} , et le coefficient d'amortissement Γ . L'altitude du centre de masse Z_c est quant à elle ajustée par une fonction sinusoïdale, ce qui permet d'obtenir la fréquence d'oscillation dans le potentiel vertical, notée ν_z .

Les résultats issus de ces ajustements sont présentés sur la figure 3.31 pour chaque valeur $|B_0|$ considérée. Nous avons mesuré une fréquence $\nu_z \simeq 4.6$ Hz et un rapport ν_{σ_z}/ν_z voisin de la valeur 2 pour des champs $|B_0|$ compris entre 60 et 140 G. Dans cet intervalle, les mesures ne permettent pas d'identifier un comportement général de la grandeur ν_{σ_z}/ν_z par rapport à $|B_0|$. A titre de comparaison, nous avons aussi reporté les valeurs du rapport ν_{σ_z}/ν_z obtenues à l'issue d'un ajustement de la grandeur σ_z par une fonction sinusoïdale. Les conclusions sont identiques. Par ailleurs, le taux d'amortissement Γ tend à croître lorsque $|B_0|$ augmente (si l'on omet le point à $|B_0| = 130$ G) : on mesure pour $|B_0| = 60$ G, $\Gamma \simeq 0.6$ s⁻¹, et pour $|B_0| = 115$ G, $\Gamma \simeq 1.4$ s⁻¹. En d'autres termes, le temps d'amortissement $2\pi/\Gamma$ diminue lorsque $|B_0|$ augmente, passant de la valeur de 11 s environ pour $|B_0| = 60$ G, à celle de 4 s pour $|B_0| = 115$ G. Ceci pourrait être interprété comme un effet lié à une augmentation du taux de collisions élastiques aux grandes valeurs de $|B_0|$. De plus, on peut remarquer que l'intervalle d'incertitude sur le taux d'amortissement Γ ne

¹⁴En toute rigueur, ce sont les points représentant $\sigma_z^2(t)$ qui doivent être ajustés par une fonction sinusoïdale exponentiellement amortie du type $\sigma_z^2(t) = C + D \exp(-\Gamma t) \sin(2\pi\nu_{\sigma_z} t + \phi)$. Lorsque la relation $D \ll C$ est vérifiée (ce qui est le cas dans toutes les mesures réalisées), $\sigma_z(t) \simeq \sqrt{C} (1 + \frac{1}{2} \frac{D}{C} \exp(-\Gamma t) \sin(2\pi\nu_{\sigma_z} t + \phi)) = A + B \exp(-\Gamma t) \sin(2\pi\nu_{\sigma_z} t + \phi)$.

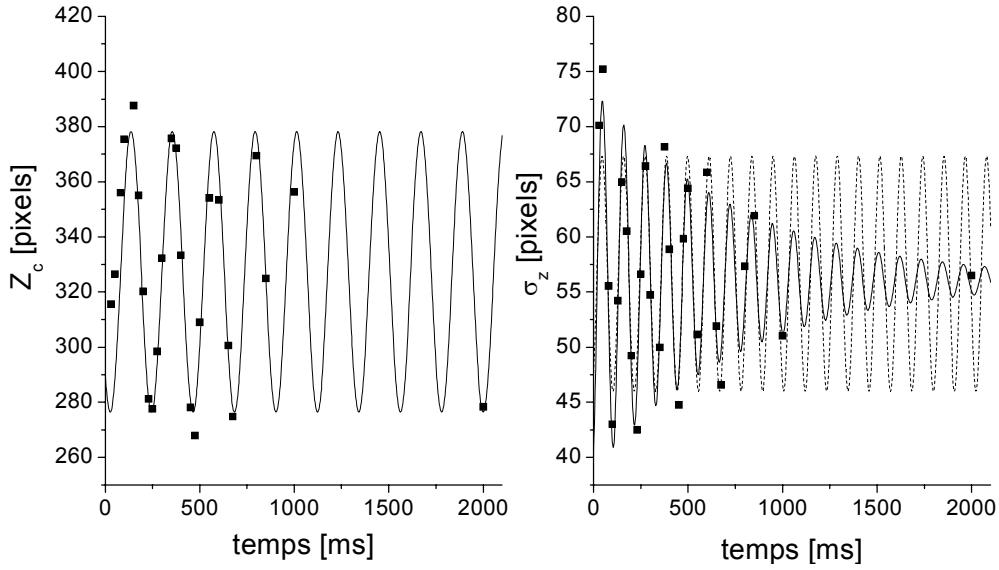


FIG. 3.30 – Oscillations du centre de masse Z_c et de la taille rms σ_z du nuage suivant la direction (Oz). Un ajustement de Z_c par une fonction sinusoïdale permet de déterminer la fréquence d'oscillation dans le potentiel vertical $\nu_z \simeq 4.6$ Hz. Les points représentant σ_z ont été ajustés par une fonction sinusoïdale et par une fonction sinusoïdale exponentiellement amortie. L'ajustement est un peu meilleur dans le deuxième cas (le coefficient de corrélation est égal à 0.89, qui est à comparer à 0.81 que donnerait l'ajustement par une fonction sinusoïdale).

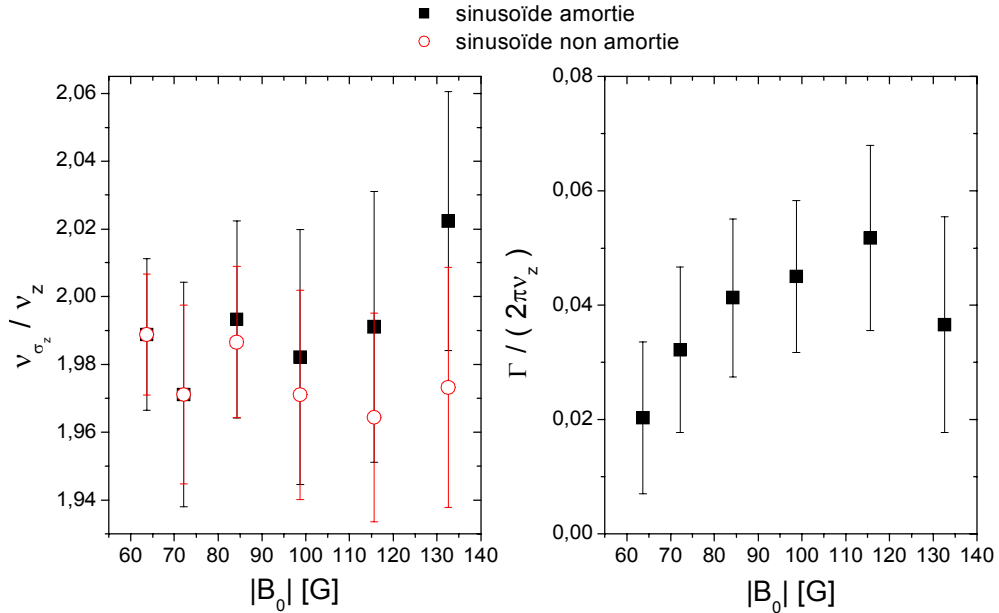


FIG. 3.31 – Rapport des fréquences d'oscillation $\frac{\nu_{\sigma_z}}{\nu_z}$ et coefficient d'amortissement rapporté à la pulsation $2\pi\nu_z$ en fonction de la valeur $|B_0|$. Les points symbolisés par des carrés noirs sont issus d'un ajustement de σ_z par une fonction sinusoïdale exponentiellement amortie. Ceux symbolisés par des cercles vides proviennent d'un ajustement de σ_z par une fonction sinusoïdale.

comprend pas la valeur $\Gamma = 0$. Ceci confirme que les points expérimentaux $\sigma_z(t)$ sont mieux ajustés par une fonction sinusoïdale exponentiellement amortie que par une fonction sinusoïdale.

Discussion

Dans l'expérience, le piège possède une symétrie d'axe (Oz) et a une forme très allongée suivant cette direction. Son rapport d'anisotropie est estimé à $\lambda \equiv \frac{\omega_z}{\omega_r} \simeq 0.08$, en notant ω_z et ω_r , les pulsations respectives du piège suivant les directions verticale et horizontale. Comme on l'a mentionné dans la section précédente (voir paragraphe sur les oscillations), dans un tel piège, les modes $l = m = 0$ (monopolaire) et $l = 2, m = 0$ (quadrupolaire) sont couplés. Il en résulte l'existence de deux modes propres $m = 0$, qu'on appelle modes "monopole-quadrupole". On s'intéressera dans toute la suite au mode "monopole-quadrupole" $m = 0$ dont la fréquence d'oscillation est reliée à la fréquence du piège la plus faible, *i.e.* $\frac{\omega_z}{2\pi}$. En effet, les oscillations observées précédemment semblent résulter de l'excitation de ce mode¹⁵. De manière générale, la pulsation complexe $\tilde{\omega}$, telle que $\tilde{\omega} = \omega + i\Gamma$, du mode d'excitation "monopole-quadrupole" $m = 0$ obéit à une relation de dispersion, qu'on écrit sous une forme interpolée [92] :

$$\tilde{\omega}^2 = \omega_{CL}^2 + \frac{\omega_{HD}^2 - \omega_{CL}^2}{1 + i\tilde{\omega}\tau} \quad (3.45)$$

où ω_{CL} et ω_{HD} sont les pulsations obtenues respectivement dans un régime "sans collision" et dans le régime opposé, le régime hydrodynamique. La grandeur τ est le temps caractéristique de thermalisation, proportionnel au temps entre deux collisions élastiques t_{el} d'un facteur proche de l'unité. Pour un gaz classique confiné dans un piège harmonique anisotrope de forme cigare ($\omega_z \ll \omega_r$), des études sur le sujet [72, 66] établissent $\omega_{CL} = 2\omega_z$ et $\omega_{HD} = \sqrt{12/5}\omega_z$.

L'équation (3.45) reproduit correctement les solutions correspondant aux limites $\omega\tau \rightarrow \infty$ (régime "sans collision") et $\omega\tau \rightarrow 0$ (régime hydrodynamique), pour lesquelles on obtient :

$$\begin{cases} \omega\tau \rightarrow \infty & \omega = \omega_{CL} \text{ et } \Gamma = 0 \\ \omega\tau \rightarrow 0 & \omega = \omega_{HD} \text{ et } \Gamma = 0 \end{cases} \quad (3.46)$$

Les couples de solutions $(\frac{\omega}{\omega_z}, \frac{\Gamma}{\omega_z})$ issus de la résolution de l'équation (3.45) ont été tracés sur la figure 3.32 en fonction du terme $\omega_z\tau$, proportionnel au temps entre deux collisions élastiques. Comme prévu par la relation (3.45), le rapport $\frac{\omega}{\omega_z}$ décroît de la valeur 2 dans un régime "sans collision" à la valeur 1.55 atteinte en régime hydrodynamique, tandis que le rapport $\frac{\Gamma}{\omega_z}$ est nul dans ces deux régimes mais est maximal au voisinage de la valeur $\omega_z\tau \simeq 0.5$.

Les résultats de la figure 3.32 peuvent être également représentés dans le plan $\frac{\Gamma}{\omega_z} - \frac{\omega}{\omega_z}$, comme le montre la figure 3.33 (voir la courbe en trait plein). Nous avons reporté sur cette même figure les mesures précédentes ($\frac{\Gamma}{2\pi\nu_z} \equiv \frac{\Gamma}{\omega_z}, \frac{\nu_{\sigma_z}}{\nu_z} \equiv \frac{\omega}{\omega_z}$) (symbolisées par des carrés) obtenues pour les diverses valeurs de $|B_0|$ (voir figure 3.31). Les pulsations précédentes ω et ω_z correspondent respectivement aux fréquences ν_{σ_z} et ν_z selon $\nu_{\sigma_z} \equiv \frac{\omega}{2\pi}$ et $\nu_z \equiv \frac{\omega_z}{2\pi}$. On a associé à chaque point la valeur de la longueur de diffusion (exprimée en unité de a_0) estimée à la position de piègeage pour chaque valeur de $|B_0|$.

On constate, d'une part, que toutes nos mesures sont localisées dans la région du plan $\Gamma - \nu_{\sigma_z}$ correspondant à un faible taux de collisions, ou encore à une "grande" valeur du produit $\omega_z\tau \propto \omega_z t_{el}$.

¹⁵L'autre mode "monopole-quadrupole" $m = 0$ oscille à une fréquence plus grande, qui est reliée à la fréquence du piège la plus élevée, soit $\frac{\omega_r}{2\pi}$. Il n'a pas été observé au cours de cette expérience.

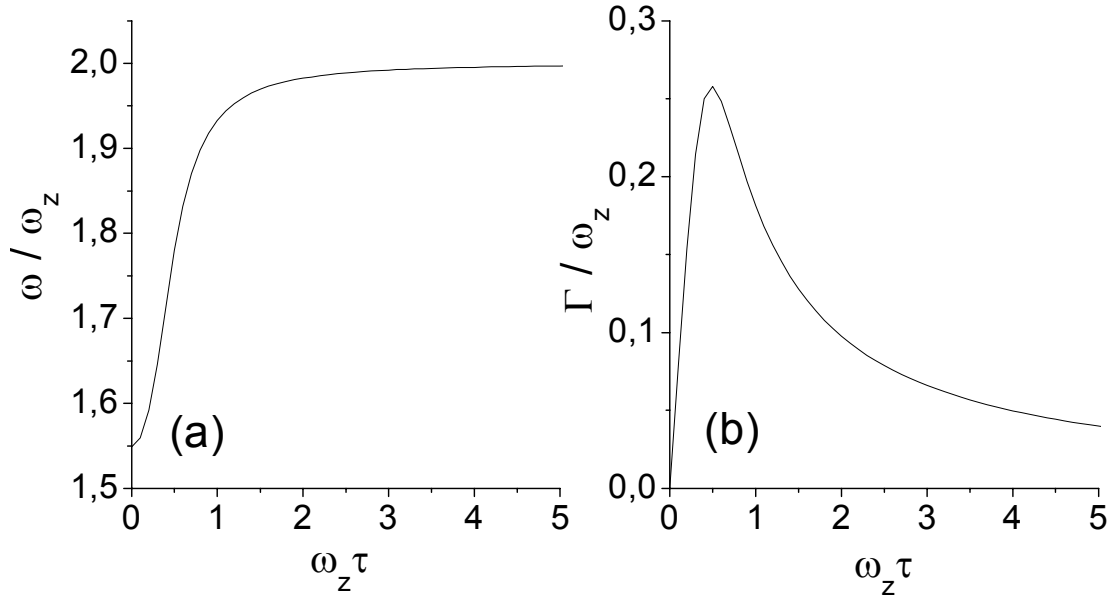


FIG. 3.32 – Prévisions théoriques issues de (3.45) pour le mode d’excitation monopole-quadrupole $m = 0$, dans le cas d’un piège harmonique très allongé ($\omega_z \ll \omega_r$), en fonction du produit $\omega_z \tau$. Sur la partie (a), est représentée la pulsation des oscillations ω , et sur la partie (b) le taux d’amortissement Γ , les deux grandeurs étant rapportées à la pulsation ω_z du piège.

Ceci suggère que le nuage atomique est peu dense (la densité atomique est proportionnelle au produit $NT^{-3/2}$) : en d’autres termes, la température T est assez élevée et/ou le nombre d’atomes N est assez faible. D’autre part, on observe que l’augmentation de la longueur de diffusion, obtenue par l’augmentation de $|B_0|$, ne suffit apparemment pas à rendre le taux de collisions élastiques élevé dans notre expérience. Il semble donc que dans l’expérience, la température de l’échantillon atomique n’est pas assez faible pour que la section efficace de collisions élastiques soit très sensible à la longueur de diffusion (cf figure 3.26).

A titre de comparaison, nous avons effectué le calcul de $(\frac{\Gamma}{2\pi\nu_z}, \frac{\nu_{\sigma_z}}{\nu_z})$ pour un nombre d’atomes constant égal à $N = 1 \times 10^6$ (proche du nombre d’atomes que l’on transfère dans le piège), pour différentes températures $T = 10 \mu\text{K}$, $5 \mu\text{K}$, et $1 \mu\text{K}$ et pour différentes longueurs de diffusion $a = 300 a_0$, $500 a_0$, $700 a_0$, $1000 a_0$, $1200 a_0$, et $1400 a_0$. Pour cela, on évalue le produit¹⁶ $\omega_z \tau$, que l’on injecte dans l’équation de dispersion (3.45). Les solutions obtenues $(\frac{\Gamma}{2\pi\nu_z}, \frac{\nu_{\sigma_z}}{\nu_z})$ ont été reportées sur la figure 3.33.

Il s’avère au vu des résultats, qu’un échantillon de $N = 1 \times 10^6$ atomes aux températures de $10 \mu\text{K}$ et $5 \mu\text{K}$ reste dans un régime où le taux de collisions est faible : à ces températures, et pour ce nombre d’atomes, la densité atomique dans le piège s’avère insuffisante. De plus, le taux de collisions élastiques demeure peu sensible à l’augmentation de la longueurs de diffusion entre $300 a_0$ et $1400 a_0$. En fait, dans ce domaine de longueurs de diffusion, et pour ces deux températures, σ est peu sensible à la longueur de diffusion et diffère peu de sa valeur à résonance $\frac{8\pi}{k^2}$, qui est

¹⁶Dans la référence [72], les auteurs établissent la relation $\tau = \frac{3}{2}t_{el}$, ce qui est rigoureux pour une section efficace constante du type $\sigma = 8\pi a^2$. Bien que nous ne soyons pas dans ce régime valable à très faible énergie, nous utilisons la même relation, ceci restant suffisant pour avoir une estimation de la grandeur τ .

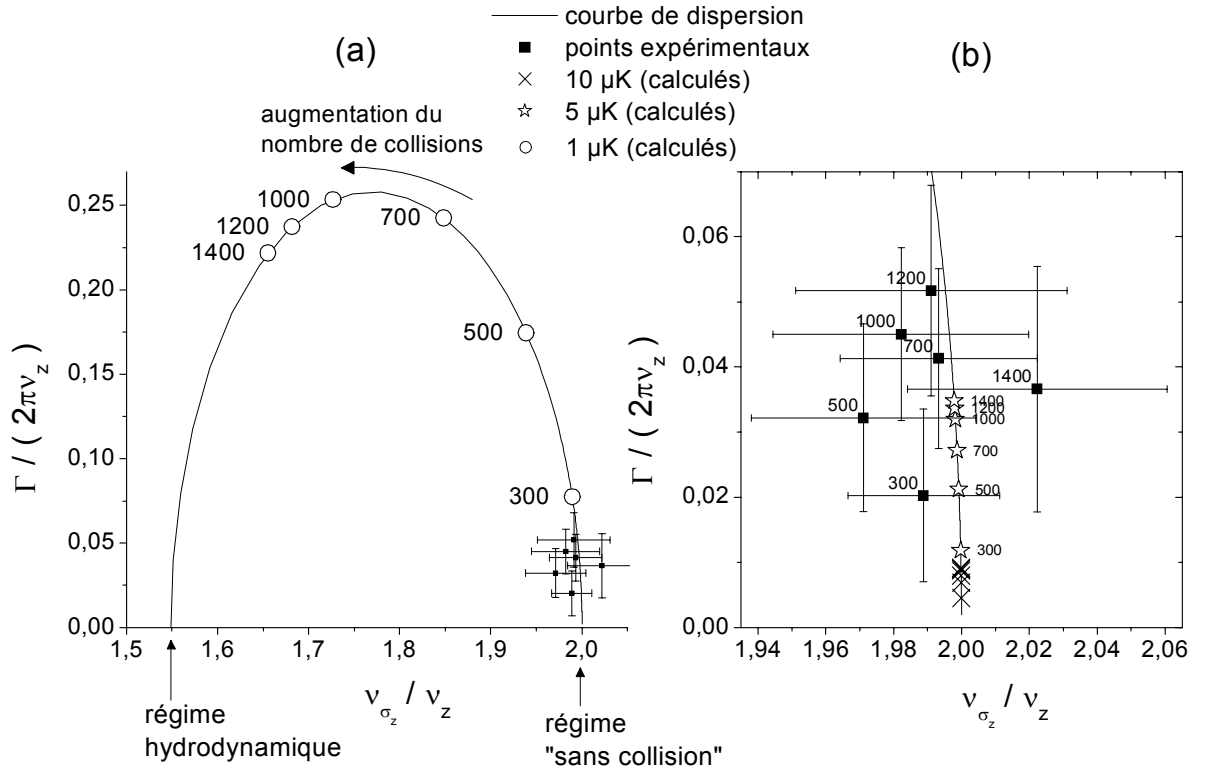


FIG. 3.33 – (a) Fréquence ν_{σ_z} et taux d'amortissement Γ des oscillations du rayon du nuage donnés par la formule (3.45) (trait plein), entre les deux limites $\omega\tau \rightarrow \infty$ (régime "sans collision") et $\omega\tau \rightarrow 0$ (régime hydrodynamique). Lorsque l'on évolue sur la courbe dans le sens indiqué par la flèche, le nombre de collisions élastiques augmente. Les mesures de $\Gamma/(2\pi\nu_z)$ et de ν_{σ_z}/ν_z (carrés noirs) obtenues pour les différentes valeurs $|B_0|$ (voir figure 3.31) ont été reportées. Les autres points ont été calculés pour un nombre d'atomes $N = 1 \times 10^6$, pour des températures de $10 \mu\text{K}$, $5 \mu\text{K}$, et $1 \mu\text{K}$ et pour les longueurs de diffusion $300 a_0$, $500 a_0$, $700 a_0$, $1000 a_0$, $1200 a_0$, et $1400 a_0$ (étiquettes). (b) Grandissement de la région contenant les points expérimentaux.

relativement faible (voir figure 3.26). Dans ces conditions, le produit $\omega_z\tau$ est proportionnel à la quantité $\frac{T^2}{N}$ (cf (3.44)), et est d'autant plus petit que le nombre d'atomes est grand et/ou que la température est faible.

En revanche, un nuage de $N = 1 \times 10^6$ atomes à la température de $1 \mu\text{K}$, est dans un régime de collisions intermédiaire entre le régime "sans collision" et le régime hydrodynamique. Dans ce régime, l'échantillon est suffisamment dense pour rendre le taux de collisions élastiques relativement élevé et le produit $\omega_z\tau$ vaut quelques dixièmes (voir figure 3.32(b)). Par ailleurs, à la température de $1 \mu\text{K}$, la section efficace, qui est supérieure à celles obtenues à $10 \mu\text{K}$ et $5 \mu\text{K}$, dépend de la longueur de diffusion et augmente avec cette dernière (cf figure 3.26). Aux températures inférieures à $1 \mu\text{K}$, l'augmentation de la longueur de diffusion permet donc d'augmenter de façon importante le taux de collisions élastiques dans le piège.

$\omega_z\tau$ en fonction de N et de T dans la limite unitaire

Dans le contexte d'une expérience de condensation de Bose-Einstein, il est important d'augmenter le taux de collisions élastiques, afin de rendre le processus de refroidissement évaporatif plus efficace. En vue de cette prochaine étape, le produit $\omega_z\tau$ a donc intérêt à être diminué dans l'expérience, tout en restant dans un intervalle favorable au processus évaporatif. En effet, lorsque $\omega_z\tau \ll 1$, le régime hydrodynamique est atteint, et dans ce cas, le processus évaporatif perd en efficacité.

Pour une température donnée, la valeur maximale que peut atteindre la section efficace σ est la valeur à résonance $\sigma = \frac{8\pi}{k^2}$ obtenue aux "grandes" longueurs de diffusion, telles que $a \gg k^{-1}$. Dans la limite unitaire, le produit $\omega_z\tau$ est proportionnel à la quantité $\frac{T^2}{N}$. La figure 3.34 représente le produit $\omega_z\tau$ dans la limite unitaire en fonction du nombre d'atomes N et de la température T .

Pour fixer les idées, on a reporté dans les tableaux 3.1, 3.2, et 3.3, les valeurs de $\omega_z\tau$ (cf Tab 3.1), $\frac{\nu_{\sigma_z}}{\nu_z} = \frac{\omega}{\omega_z}$ (cf Tab 3.2), et $\frac{\Gamma}{2\pi\nu_z}$ (cf Tab 3.3) calculées dans la limite unitaire¹⁷ pour les trois températures considérées et pour un nombre d'atomes $N = 1 \times 10^6$ et $N = 1 \times 10^7$.

Sur la figure 3.33, les points expérimentaux sont assez proches de ceux calculés pour un nombre d'atomes $N = 1 \times 10^6$ et une température $T = 5 \mu\text{K}$. On s'attend donc à ce que le produit $\omega_z\tau$ soit du même ordre de grandeur pour les points mesurés et pour les points calculés à cette température et pour ce nombre d'atomes. D'après le tableau 3.1, le produit $\omega_z\tau$ est estimé à 4 pour un nuage de 1×10^6 atomes à la température de $5 \mu\text{K}$. Or dans le régime de collisions pour lequel Γ est maximal (régime intermédiaire entre le régime "sans collision" et le régime hydrodynamique), ce produit vaut $\omega_z\tau \simeq 0.5$ (voir figure 3.32(b)). Un tel régime peut être intéressant dans le contexte du refroidissement évaporatif, car le taux de collisions élastiques y est élevé, sans pour autant rendre le régime hydrodynamique. Pour atteindre, dans l'expérience, ce régime intermédiaire, le terme $\omega_z\tau$ doit donc être diminué par un facteur voisin de 8. Ceci peut être réalisé dans la limite unitaire par une diminution de la quantité $\frac{T^2}{N}$ par le même facteur.

En dehors de la limite unitaire, on peut mettre à profit la dépendance de la section efficace de collisions élastiques en fonction de la longueur de diffusion, pour diminuer le produit $\omega_z\tau$, via l'augmentation de la longueur de diffusion.

Conclusion de la discussion

Au vu des résultats précédents, le régime collisionnel dans l'expérience est caractérisé par un faible taux de collisions élastiques. Ceci suggère que l'échantillon atomique n'est pas assez dense : la température actuellement atteinte n'est pas assez faible et/ou le nombre d'atomes piégés n'est pas assez élevé. Une diminution de la quantité $\frac{T^2}{N}$ par un facteur voisin de 10, permettrait de se placer dans un régime collisionnel favorable où le taux de collisions élastiques serait augmenté d'un facteur 10. Le régime atteint serait alors intermédiaire au régime "sans collision" et le régime hydrodynamique.

Par ailleurs, il semble que la température des atomes n'est pas suffisamment faible, pour qu'une augmentation de la longueur de diffusion entre $300 a_0$ et $1400 a_0$ entraîne une augmentation notable de la section efficace de collisions élastiques, donc celle du taux de collisions élastiques.

¹⁷L'expression de t_{el} que nous avons utilisée est celle donnée par la formule (3.42).

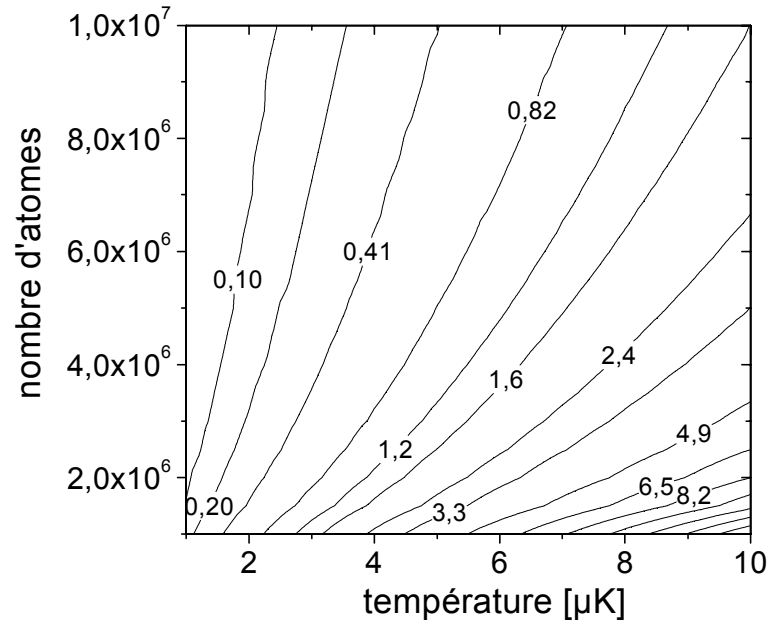


FIG. 3.34 – Représentation du produit $\omega_z\tau \propto \frac{T^2}{N}$ valable dans la limite unitaire en fonction de la température et du nombre d'atomes.

	$N = 1 \times 10^6$	$N = 1 \times 10^7$
10 μK	16	1.6
5 μK	4.1	0.41
1 μK	0.16	0.016

TAB. 3.1 – valeurs de $\omega_z\tau$

	$N = 1 \times 10^6$	$N = 1 \times 10^7$
10 μK	1.997	1.974
5 μK	1.996	1.719
1 μK	1.577	1.549

TAB. 3.2 – valeurs de $\frac{\nu_{\sigma_z}}{\nu_z}$

	$N = 1 \times 10^6$	$N = 1 \times 10^7$
10 μK	0.012	0.12
5 μK	0.049	0.25
1 μK	0.127	0.013

TAB. 3.3 – valeurs de $\frac{\Gamma}{2\pi\nu_z}$

3.4.3 Bilan de l'étude sur l'influence de \vec{B}_0

Dans l'expérience, nous avons pu observer l'influence du champ homogène \vec{B}_0 sur les paramètres du piège (profondeurs des potentiels suivant (Ox) et (Oz)). Ainsi, il semble que la variation de B_0 affecte le chargement, donc le fonctionnement du piège, ce qui peut être problématique pour la suite. Ce champ était initialement prévu pour modifier uniquement la longueur de diffusion. L'étude de son influence sur le piège nécessite d'être poursuivie afin de mieux diagnostiquer son effet sur les paramètres du piège.

Nous avons cherché à observer des effets liés à d'éventuelles modifications des propriétés collisionnelles en faisant varier le champ B_0 . L'étude des oscillations du rayon du nuage a montré que les conditions expérimentales actuelles ne permettaient pas d'atteindre, malgré l'augmentation de la longueur de diffusion entre $300 a_0$ et $1400 a_0$, un régime où le taux de collisions est élevé. On peut invoquer à cela deux raisons : la température actuellement atteinte n'est pas assez faible et/ou le nombre d'atomes piégés n'est pas assez élevé. L'augmentation de la longueur de diffusion ayant peu d'effet sur les oscillations du rayon du nuage, la section efficace de collisions obtenue dans les conditions de l'expérience s'avère peu sensible à la longueur de diffusion, ce qui suggère qu'elle est proche de sa valeur à résonance $8\pi/k^2$. Ceci semble conforter l'hypothèse selon laquelle le nuage atomique possède une température "assez" élevée (entre $5 \mu\text{K}$ et $10 \mu\text{K}$), ce qui a été confirmé par les mesures par temps de vol.

Ces résultats, obtenus par une imagerie de fluorescence, sont à ce stade préliminaires et doivent être confirmés en utilisant une technique d'imagerie par absorption, actuellement en cours de développement. Cette imagerie permettra une meilleure analyse quantitative pour la suite. En particulier, les caractéristiques du nuage pourront être mesurées de manière précise, en particulier aux temps longs : nombre d'atomes, densité, température. La connaissance de ces grandeurs en fonction du champ B_0 permettra de préciser les conditions expérimentales et de confirmer ou de réfuter les résultats précédents.

3.5 Conclusion

Ce chapitre présente les différentes expériences réalisées sur des atomes de césium polarisés dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ et confinés dans le piège mixte. Les résultats ont été analysés à partir d'une imagerie de fluorescence. La phase de préparation des atomes avant leur transfert dans le piège a été décrite : environ 10^7 atomes sont refroidis préalablement à une température voisine de $10 \mu\text{K}$, dans le piège magnéto-optique situé dans l'enceinte inférieure (PMO2). Environ 15 % de ces atomes sont ensuite transférés dans le piège. Actuellement, la durée de vie du piège n'excède pas 4 s. A ce stade, plusieurs raisons peuvent être évoquées. D'une part, la qualité du vide à l'endroit du piège a pu se dégrader. L'absence de jauge à cet endroit rend l'estimation de la pression résiduelle difficile. D'autre part, nous avons cherché à étudier l'effet éventuel du faisceau Nd :YAG sur la durée de vie du piège et sur les pertes entre deux atomes du piège. Les mesures et calculs réalisés semblent exclure l'existence de processus dépolarisants (diffusion Raman) à l'origine de la faible durée de vie observée. L'autre processus radiatif mis en cause est la photoassociation. A la différence du processus Raman, le processus de photoassociation n'induit que des pertes entre deux atomes du piège (pertes "à deux corps"), et non des pertes liées à la durée de vie. Par conséquent, la photoassociation ne peut pas être responsable de la faible durée de vie du piège. Les

mesures préliminaires n'ont pas permis de mettre en évidence un phénomène de photoassociation sur les pertes entre atomes piégés. Des calculs de taux de photoassociation dans les conditions de l'expérience, ainsi que des mesures plus quantitatives sont nécessaires à ce stade pour étudier l'effet éventuel du processus de photoassociation sur les pertes d'atomes. Enfin, l'hypothèse de l'existence d'un chauffage dû aux fluctuations des champs magnétiques ou du faisceau Nd :YAG peut être soulevée. Un chauffage pourrait alors engendrer des pertes d'atomes dans les directions (Ox) et (Oy), puisque les profondeurs des potentiels dans ces directions ne sont que 4 à 5 fois plus grandes que la température moyenne des atomes. L'étude d'un chauffage éventuel nécessite des mesures de températures aux temps "longs", ce qu'il n'a pas été possible de faire jusqu'à présent en raison du mauvais rapport signal sur bruit obtenu avec le système d'imagerie actuel.

Par ailleurs, l'étude des oscillations de la taille du nuage en fonction du champ magnétique nous a permis de caractériser le régime collisionnel des atomes au sein du piège. Il s'en suit que dans les conditions expérimentales actuelles, le taux de collisions élastiques reste faible en raison d'une densité insuffisante. Pour augmenter la densité atomique dans le piège, le nombre d'atomes piégés doit être augmenté et la température des atomes doit être davantage diminuée. Pour ce faire, des méthodes de refroidissement optique, comme celles exposées dans le premier chapitre (refroidissement par bandes latérales,...), peuvent être appliquées dans des réseaux optiques, ce qui permet d'atteindre des températures suffisamment basses (quelques microkelvins) sur des échantillons atomiques denses (typiquement 10^{12} atomes/cm³). Dans la référence [77], un échantillon dense d'atomes de césium est préparé dans un PMO (typiquement 1×10^{12} atomes/cm³), puis transféré dans un réseau optique 3D où il subit un refroidissement par gradient de polarisation. Une fois polarisés dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$, les atomes sont transférés dans un piège optique croisé de profondeur de 2 μ K et réalisé à partir de faisceaux Nd :YAG focalisés à 400 μ m. A ce stade, 3×10^7 atomes ont été transférés (ce qui correspond à 70 % des atomes refroidis dans le réseau), avec une température de 800 nK, et une densité de 5×10^{11} atomes/cm³, ce qui conduit à une densité dans l'espace des phases de l'ordre de 10^{-3} . Cette valeur constituerait un point de départ très favorable au refroidissement évaporatif.

Chapitre 4

Effets d'une résonance de Feshbach pour l'état $f = 3, m_f = +3$

4.1 Introduction

Les collisions binaires entre atomes froids ont suscité un intérêt croissant ces dernières années, dû au rôle qu'elles jouent dans les expériences d'horloges atomiques, d'interférométrie atomique, ou de condensation de Bose-Einstein (CBE) [169]. Comme il l'a été mentionné dans le chapitre 1, la longueur de diffusion caractérise à très basse température la collision entre deux atomes interagissant en onde s . Pour de tels atomes, la fonction d'onde radiale à longue distance peut être exprimée sous la forme :

$$\Psi_{coll}(R) \propto \sin[kR + \delta_0(k)] = \sin[k(R - a)] \quad (4.1)$$

où $a = -\lim_{k \rightarrow 0} \left(\frac{\tan \delta_0(k)}{k} \right)$ désigne la longueur de diffusion de la voie de collision, en onde s , et k est la norme du vecteur d'onde de la particule fictive de masse μ , reliée à l'énergie de collision E , suivant $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu}$.

Depuis les premières observations en 1998 de résonances de Feshbach induites par le champ magnétique pour les atomes ^{23}Na [86] et ^{85}Rb [41], il est permis de contrôler les collisions, par l'intermédiaire de celui de la longueur de diffusion. Au voisinage d'une telle résonance, la longueur de diffusion présente une forme dispersive que l'on peut écrire de façon approchée :

$$a(B) = \tilde{a} \left(1 - \frac{\Delta}{B - B_0} \right) \quad (4.2)$$

où Δ représente la largeur de la résonance, B_0 est la valeur du champ magnétique pour lequel se produit la résonance.

Dans le cas de l'atome de ^{133}Cs , l'existence de telles résonances a été démontrée pour l'état de plus basse énergie $f = 3, m_f = +3$ en 1999 [164, 26], ce qui a permis la réalisation du condensat de Bose-Einstein de cet atome [167] en octobre 2002. Par ailleurs, les résonances de Feshbach font actuellement l'objet d'un intérêt croissant dans les études portant sur la cohérence des systèmes atomes-molécules au sein d'un condensat de Bose-Einstein [51]. En effet, le couplage qui existe entre les états atomique et moléculaire au voisinage d'une telle résonance offre de nouvelles perspectives à la formation de molécules ultrafroides à partir d'un condensat de Bose-Einstein. Plus récemment,

Regal *et al.* [129] ont mis à profit un tel couplage au voisinage d'une résonance de Feshbach, pour former des molécules bosoniques ultrafroides de $^{40}\text{K}_2$, à partir d'un gaz de fermions dégénéré.

Dans ce chapitre, nous présentons l'interprétation d'une expérience de photoassociation (PA) réalisée sur des atomes de césium dans l'état $f = 3, m_f = +3$, lorsque le champ magnétique varie entre 7 et 30 G. La photoassociation s'avère être un outil puissant pour acquérir des informations sur la fonction d'onde radiale à longue distance interatomique, ce qui est particulièrement intéressant au voisinage d'une résonance de Feshbach.

A ce stade, il est important de rappeler le contexte scientifique dans lequel cette expérience a été réalisée. Cette expérience a été effectuée en 2000 au cours de la thèse de Bruno Laburthe Tolra [155]. La condensation de Bose-Einstein de l'atome de césium n'avait pas encore été démontrée expérimentalement. La détermination des paramètres collisionnels de cet atome, comme la longueur de diffusion, s'avérait être un enjeu important dans cette perspective. Depuis 1997, notre équipe développe une méthode de détermination des longueurs de diffusion et du coefficient de van der Waals C_6 [53, 159]. Cette méthode s'appuie sur des expériences de spectroscopie de photoassociation, et sur une méthode numérique asymptotique. L'intérêt de cette méthode est que tous les paramètres nécessaires à l'analyse théorique sont déduits de l'expérience, sans qu'il soit nécessaire de calculer ou d'utiliser des potentiels moléculaires. Par ailleurs, l'existence des résonances de Feshbach pour l'état $f = 3, m = +3$ avait été démontrée expérimentalement un an auparavant et l'analyse du NIST était en cours de développement. L'observation de ces résonances dans le cas du césium a fait l'objet d'un grand intérêt puisqu'elles offraient une solution alternative pour atteindre la condensation de Bose-Einstein de cet atome dans l'état $f = 3, m = +3$. L'expérience relatée ici a permis de mettre en évidence la modification de la longueur de diffusion de l'état $f = 3, m_f = +3$ lorsque l'on fait varier le champ magnétique au voisinage d'une résonance de Feshbach. Dans cette expérience, un niveau moléculaire lié est mis à résonance avec l'état de collision des atomes en utilisant un champ magnétique, comme l'illustre la figure 4.1. Conformément aux prédictions, la modification du déphasage de la fonction d'onde à grande distance, lorsque le champ magnétique varie, a été observée, signature de la variation de la longueur de diffusion au voisinage d'une résonance de Feshbach.

Je n'ai pas participé à la réalisation de l'expérience, antérieure au début de ma thèse mais j'ai contribué à l'analyse théorique des résultats issus de cette expérience. Les résultats de l'expérience, ainsi que son analyse et son interprétation ont fait l'objet d'une publication récente de la part de notre groupe [154].

Au cours de ma thèse, je me suis intéressée à la détermination des résonances de Feshbach de l'état $f = 3, m_f = +3$ par une méthode asymptotique développée dans le mémoire de thèse de Benoît T'Jampens [153]. Cette étude était motivée par une nouvelle détermination des paramètres collisionnels de l'atome de césium, obtenue par une spectroscopie de photoassociation à deux photons [106]. Cette spectroscopie a permis la mesure des énergies des derniers niveaux moléculaires des états fondamentaux du dimère de césium, rendant ainsi possible une détermination très précise du coefficient de van der Waals C_6 , ainsi que celle du paramètre d'échange. Ces derniers résultats sont présentés dans le mémoire de thèse de Nicolas Vanhaecke [160].

Dans une première partie, je présenterai brièvement le principe de la photoassociation et celui de la spectroscopie de photoassociation, avant de décrire dans une deuxième partie l'expérience de photoassociation en champ magnétique et ses résultats. Enfin, la méthode asymptotique appliquée à l'état $f = 3, m_f = +3$ et utilisée dans l'interprétation des résultats sera explicitée. La voie de

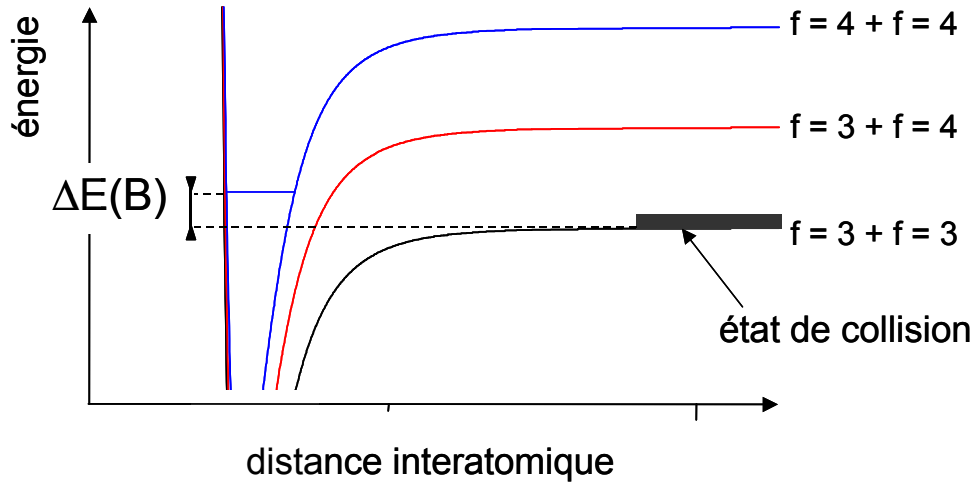


FIG. 4.1 – Schéma de principe d’une résonance de Feshbach pour des atomes de césium dans le niveau hyperfin fondamental $f = 3$. Un état moléculaire lié appartenant au potentiel asymptotiquement corrélé aux limites de dissociation 4-4 ou 3-4 est en résonance avec l’état de collision.

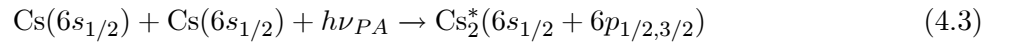
collision des atomes dans l’état $f = 3, m_f = +3$ est une voie couplée. L’analyse théorique, plus compliquée dans ce cas, prend en compte la résolution de cinq équations couplées.

4.2 La spectroscopie de photoassociation

Il n’est pas question de traiter en détail la théorie de la photoassociation, qui sort du cadre de cette thèse. Au laboratoire Aimé Cotton, plusieurs thèses à ce sujet ont été publiées [36, 54, 155, 153] ou sont en cours de rédaction [123, 160]. J’introduis dans ce paragraphe les principes de la photoassociation et de la spectroscopie de photoassociation à un photon, nécessaires à une bonne compréhension de l’expérience décrite ici.

4.2.1 Principe de la photoassociation

Au cours d’un processus de photoassociation, deux atomes de césium en collision dans leur état fondamental absorbent de façon résonante un photon, et forment une molécule électroniquement excitée dans un puits de potentiel attractif sous les limites de dissociation $6s+6p_{1/2}$ ou $6s+6p_{3/2}$. On peut représenter ce processus par la réaction suivante :



où ν_{PA} est la fréquence du laser de photoassociation.

La figure 4.2 illustre le processus de photoassociation. La réaction se produit préférentiellement au point tournant classique externe R_+ de l’état excité où la fonction d’onde de l’état excité est maximale (principe de Franck-Condon). L’excitation est suivie par une désexcitation par émission spontanée vers l’état fondamental. Dans les expériences de photoassociation réalisées à partir d’un piège magnéto-optique (PMO), on observe en général une baisse du signal de fluorescence du PMO lorsque la fréquence du laser de photoassociation est à résonance avec un niveau moléculaire donné.

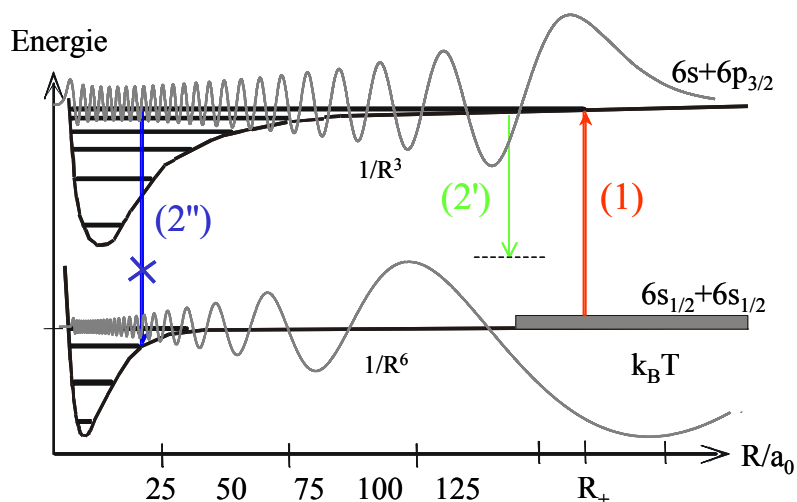


FIG. 4.2 – Schéma de principe de la réaction de photoassociation. L'excitation (flèche (1)) a lieu au point tournant classique externe R_+ du niveau moléculaire excité, c'est-à-dire là où le recouvrement des fonctions d'onde radiales initiale et finale est important. La désexcitation se produit par émission spontanée vers le fondamental. Cette émission spontanée conduit le plus souvent à la perte d'atomes dans le PMO (flèche (2')). Elle peut aussi donner lieu à la formation de molécules froides stables (flèche (2'')). Ce processus est en général rare (voir texte).

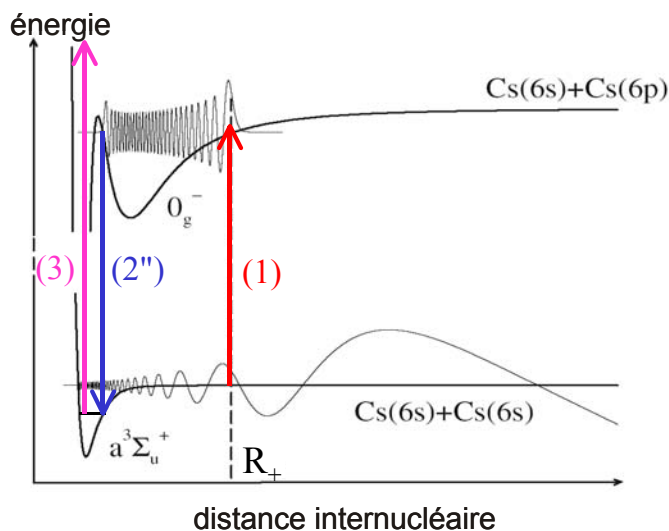


FIG. 4.3 – Principe de formation de molécules froides par photoassociation dans un potentiel présentant une structure en double puits. L'excitation a lieu au point tournant classique externe R_+ (flèche (1)). La probabilité d'émission spontanée vers des niveaux liés du fondamental est importante du fait de la présence du bord interne du puits externe de l'état excité, conduisant à la formation de molécules froides stables (flèche (2'')). Une fois formées, les molécules sont ionisées pour être détectées (flèche (3)).

En effet, les atomes gagnent suffisamment d'énergie cinétique avant leur désexcitation, de sorte qu'ils possèdent assez d'énergie pour quitter le PMO une fois désexcités (flèche (2') de la figure 4.2). Par ailleurs, en général, la formation de molécules froides stables (symbolisée par la flèche (2'')) est un processus assez rare. En effet, comme l'illustre la figure 4.2, le recouvrement Franck-Condon entre les fonctions d'onde initiale et finale est très peu favorable à courte distance internucléaire. Ainsi, l'émission spontanée se produit essentiellement à grande distance internucléaire, sans conduire à la formation de molécules froides.

Par contre, certains états associés à la limite de dissociation $6s+6p_{3/2}$ présentent une structure en double puits (cf figure 4.3). L'existence du bord interne du puits externe permet d'augmenter la probabilité de présence à courte distance internucléaire, ce qui augmente la probabilité de désexcitation à ces distances. Cela conduit alors à la formation de molécules froides dans l'état fondamental [60]. Ces molécules peuvent être ensuite ionisées afin d'être détectées (flèche (3) sur la figure 4.3).

4.2.2 Principe de la spectroscopie de photoassociation à un photon

Dans le cadre d'un modèle perturbatif valable pour de faibles intensités, le taux de photoassociation est proportionnel au carré de l'intégrale de recouvrement (facteur de Franck-Condon) entre la fonction d'onde Ψ_E des atomes en collision d'énergie E et la fonction d'onde radiale Ψ_v du niveau excité (en général niveau ro-vibrationnel caractérisé par les nombres de rotation J , et de vibration v). Pour des niveaux vibrationnels suffisamment élevés, l'expression du taux de photoassociation Γ_{PA} peut être simplifiée en utilisant l'approximation dite delta, pour laquelle on écrit :

$$\Gamma_{PA} \propto |\Psi_E(R_+(v))|^2 \quad (4.4)$$

où $R_+(v)$ est le point tournant externe du niveau ro-vibrationnel excité v , où se produit la réaction de photoassociation.

Le taux de photoassociation est alors proportionnel à la densité de probabilité de présence des atomes à une distance égale au point tournant externe de la molécule excitée $R_+(v)$. Les variations du taux de photoassociation en fonction du niveau vibrationnel final v permettent donc de retracer les modulations spatiales de la fonction d'onde en collision.

L'étude spectroscopique de l'état 0_g^- corrélé à la limite de dissociation $6s+6p_{3/2}$ et qui présente une structure en double puits (cf figure 4.3) a fait l'objet de plusieurs publications de notre groupe [61, 4]. Par un traitement semi-classique de type R.K.R (Rydberg-Klein-Rees), on peut calculer numériquement à partir des données spectroscopiques les fonctions d'onde des niveaux vibrationnels et en déduire les valeurs des points tournants externes $R_+(v)$ de chaque niveau vibrationnel. Ainsi, l'analyse des modulations d'intensité dans le spectre de photoassociation de l'état 0_g^- , qui traduisent les variations du taux de photoassociation, conduit à la détermination de la fonction d'onde de collision Ψ_E à longue distance.

4.3 Contrôle du taux de formation de molécules froides par variation du champ magnétique

Dans l'expérience décrite dans ce paragraphe, on réalise la photoassociation vers l'état 0_g^- d'atomes polarisés dans l'état $f = 3, m_f = 3$ en présence d'un champ magnétique, ce qu'illustre la figure 4.4. L'analyse des modulations du spectre a été effectuée pour trois valeurs de champ magnétique différentes : 7 G, 18 G et 30 G. Ceci a permis de mettre en évidence les modifications de la longueur de diffusion de l'état $f = 3, m_f = +3$ lorsque l'on fait varier le champ magnétique.

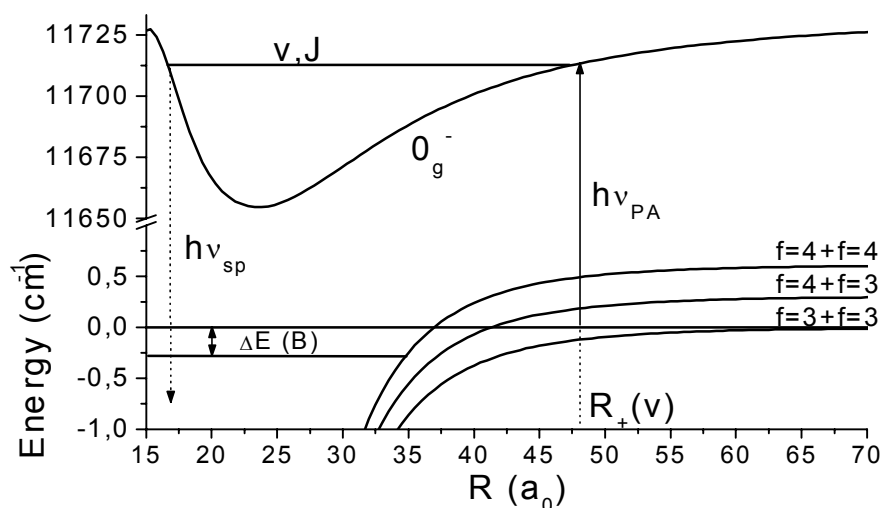


FIG. 4.4 – Réaction de photoassociation vers l'état 0_g^- d'atomes polarisés dans l'état $f = 3, m_f = +3$, en présence d'un champ magnétique. Le champ magnétique permet d'ajuster l'écart en énergie $\Delta E(B)$ entre l'état de collision et l'état lié responsable d'une résonance de Feshbach.

4.3.1 Procédure expérimentale

On peut trouver une description du dispositif expérimental dans la référence [52], ainsi que celle de la séquence de polarisation dans [155]. Les atomes sont issus d'un piège magnéto-optique, à la température de $130 \mu\text{K}$. A cette température, deux particules bosoniques polarisées n'interagissent qu'en onde s (l'onde p étant interdite par symétrie, et l'onde d est inexistante à cause de la barrière rotationnelle non accessible à cette température), ce qui a été vérifié expérimentalement sur des spectres de photoassociation où la structure rotationnelle est résolue. Le laser de photoassociation est un laser Sa :Ti, dont la fréquence est balayée par tranches¹ de 1 cm^{-1} . L'intensité du faisceau correspondant est de l'ordre de 450 W/cm^2 . Les molécules excitées dans l'état 0_g^- se désexcitent par émission spontanée dans un des niveaux moléculaires fondamentaux, conduisant ainsi à la formation de molécules froides stables. Ces molécules sont ensuite détectées par photoionisation au moyen d'un faisceau pulsé issu d'un laser à colorant. C'est le signal d'ions Cs_2^+ formé qui est détecté par la suite.

¹ $1 \text{ cm}^{-1} \simeq 30 \text{ GHz}$

4.3.2 Résultats et discussion

Sur la figure 4.5, le spectre obtenu à 7 G avec des atomes polarisés dans l'état $f = 3, m_f = +3$ est montré en regard de celui réalisé avec des atomes dans l'état $f = 4, m_f = +4$, ce dernier ayant été décrit dans la référence [53]. Les variations d'intensité des raies de photoassociation sont interprétées comme des variations de l'intégrale de recouvrement (voir équation (4.4)). En particulier, les minima du signal de photoassociation reflètent les nœuds de la fonction d'onde des atomes en collision. On note δ le désaccord du faisceau de photoassociation par rapport à la limite de dissociation $6s + 6p_{3/2}$. Lorsque le désaccord δ augmente, la distance internucléaire sondée diminue. Par la suite, nous distinguerons deux régions du spectre : les "grandes" distances internucléaires ($|\delta| < 30 \text{ cm}^{-1}$) et les "faibles" distances internucléaires ($|\delta| > 30 \text{ cm}^{-1}$).

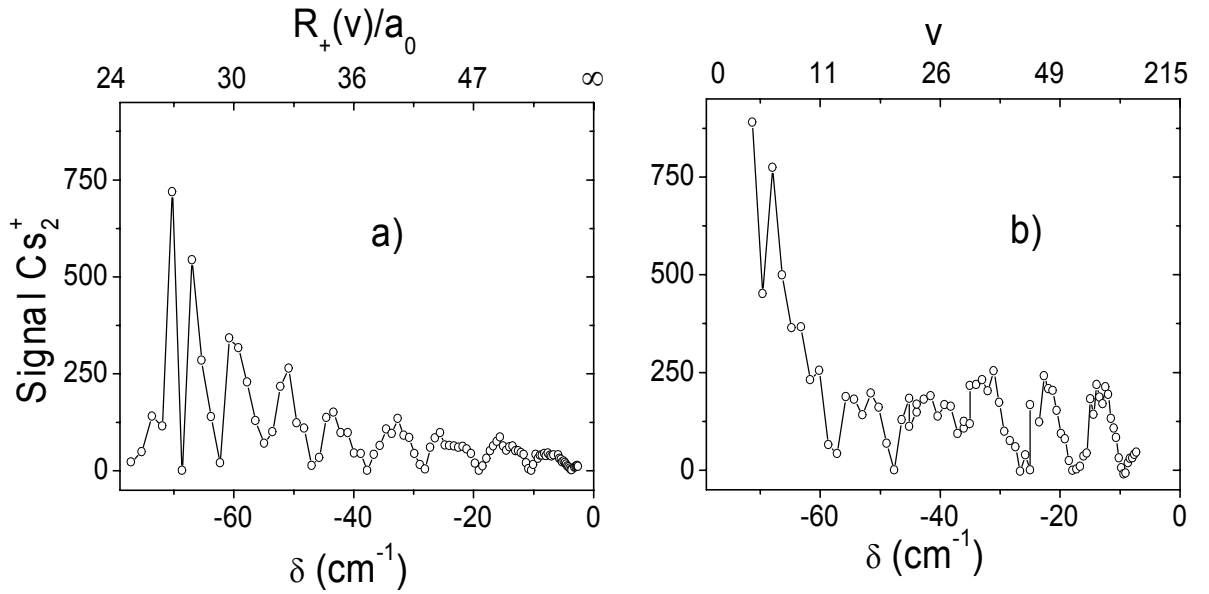


FIG. 4.5 – Spectres de photoassociation de l'état 0_g^- ($6s + 6p_{3/2}$) réalisés dans un champ magnétique de 7 G. Le signal d'ions Cs_2^+ est représenté en fonction du désaccord δ du faisceau de photoassociation par rapport à la limite de dissociation $6s + 6p_{3/2}$. (a) Atomes initialement polarisés dans l'état $f = 4, m_f = +4$. (b) Atomes initialement polarisés dans l'état $f = 3, m_f = +3$. On a fait correspondre en haut à droite (resp. à gauche) l'échelle en v (resp. en $R_+(v)$). Ces deux échelles ne sont pas linéaires par rapport au décalage δ .

4.3.2.1 Aux "grandes" distances internucléaires

Pour des désaccords tels que $15 \text{ cm}^{-1} < |\delta| < 30 \text{ cm}^{-1}$, *i.e.* pour des distances interatomiques comprises entre $38 a_0$ et $50 a_0$, les deux spectres de la figure 4.5 présentent des oscillations régulières. Ceci suggère qu'à ces distances, le taux de photoassociation peut s'écrire comme :

$$\Gamma_{PA} \propto |\Psi_E(R_+(v))|^2 \propto \sin^2 [kR_+(v) + \delta_0(k)] \quad (4.5)$$

Dans les deux spectres présentés sur la figure 4.5, les minima de photoassociation sont atteints pour les mêmes valeurs du désaccord δ , *i.e.* pour les mêmes valeurs du nombre vibrationnel v . En

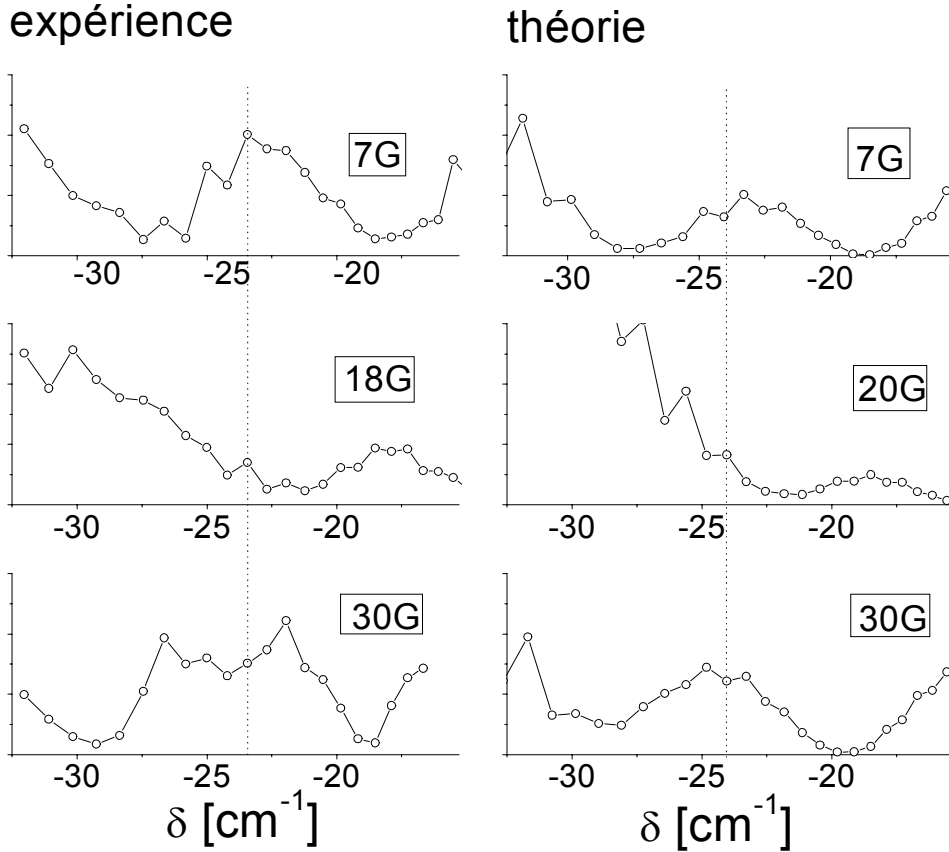


FIG. 4.6 – Partie du spectre de photoassociation de l'état 0_g^- ($6s + 6p_{3/2}$) pour des atomes polarisés dans l'état $f = 3, m_f = +3$ et pour trois valeurs différentes du champ magnétique : 7 G, 18 G et 30 G. La ligne en pointillés repère le niveau vibrationnel $v = 44$. A gauche figurent les valeurs mesurées, à droite celles données par le calcul. Pour les trois courbes de gauche, l'ordonnée est associée au nombre d'ions Cs_2^+ détectés, et pour celles de droite, elle représente l'intensité des raies de photoassociation (donnée en unité arbitraire).

d'autres termes, le recouvrement entre les fonctions d'onde de collision mises en jeu et les fonctions d'onde de l'état excité s'annulent à peu près pour les mêmes valeurs du nombre v . Ceci signifie que le déphasage δ_0 (voir équation (4.5)) de la fonction d'onde des deux atomes en collision est approximativement le même (modulo π) pour les deux asymptotes. Par conséquent, la longueur de diffusion $a = -\lim_{k \rightarrow 0} \left(\frac{\tan \delta_0(k)}{k} \right)$ de l'état triplet et celle de l'état $f = 3, m_f = 3$ à 7 G sont "presque identiques"² en valeur absolue³. Comme il l'a été montré dans diverses références (voir par

²L'expression "presque identique" est qualitative ici. En effet, une très faible différence dans les spectres de photoassociation peut traduire une grande différence dans la valeur de la longueur de diffusion.

³Dans l'expérience, les spectres ont été obtenus à partir d'un échantillon atomique à une température entre 50 μK et $\sim 100 \mu\text{K}$. Dans ce domaine de températures, il est difficile d'exprimer la relation entre le déphasage de la fonction d'onde de collisions et la longueur de diffusion. Toutefois, aux "grandes" distances internucléaires, la position des nœuds de la fonction d'onde de collision est indépendante de l'énergie de collision, mais dépend de la longueur de diffusion (voir [53]). La variation du déphasage de la fonction d'onde de collision, à énergie non nulle, est par conséquent due à la modification de la longueur de diffusion, lorsque le champ magnétique varie.

exemple [8, 104]), la longueur de diffusion de l'état triplet possède une grande valeur absolue, due à la présence d'une résonance à énergie nulle. De ce fait, la comparaison entre les deux spectres de la figure 4.5 suggère qu'à 7 G, la longueur de diffusion associée à l'état $f = 3, m_f = +3$ a également une grande valeur absolue, en accord avec l'analyse des données spectroscopiques du groupe de S. Chu [93].

L'expérience de photoassociation sur des atomes dans l'état $f = 3, m_f = +3$ a été répétée pour différentes valeurs du champ magnétique. L'intensité du signal de photoassociation a été mesurée pour tous les niveaux vibrationnels compris entre $v = 33$ à $v = 53$ et pour trois valeurs du champ magnétique : 7 G, 18 G, et 30 G. Pour les niveaux vibrationnels v supérieurs à 33 environ, l'aspect oscillant régulier du spectre suggère que le taux de photoassociation est représentatif du module carré de la fonction d'onde des atomes en collision, conformément à l'équation (4.5). Les résultats correspondants sont reportés sur la figure 4.6. On observe une modification très nette des maxima et des minima du spectre de photoassociation en fonction du champ magnétique appliqué.

Tout d'abord un maximum d'intensité à 7 G correspond environ à un minimum à 18 G (voir ligne pointillée sur la figure 4.6), et inversement, un minimum d'intensité à 7 G correspond à un maximum à 18 G. Ceci est symptomatique d'un déphasage à longue distance de la fonction d'onde des atomes. Cette dernière se déphase à longue et moyenne distance, à cause du couplage dû au champ magnétique appliqué. Ainsi, la différence dans les modulations d'intensité du spectre de photoassociation provient par conséquent uniquement de la différence de longueur de diffusion, qui résume les interactions aux courtes distances interatomiques. Ceci semble indiquer que les déphasages δ_0 des fonctions d'onde de collision à 7 G et à 18 G diffèrent d'environ $\pi/2$. La longueur de diffusion à 7 G étant très "grande" en valeur absolue, la longueur de diffusion à 18 G est par conséquent "petite".

Par ailleurs, on constate que les minima du signal de photoassociation à 7 G et à 30 G sont atteints pour les mêmes niveaux vibrationnels de l'état 0_g^- , ce qui montre que les déphasages δ_0 des fonctions d'onde de collision à 7 G et à 30 G sont approximativement identiques à π près. Par conséquent, la valeur absolue de la longueur de diffusion à 30 G est proche de celle à 7 G, donc très "grande".

Ces observations, qui mettent en évidence une grande variation de la longueur de diffusion de l'état $f = 3, m_f = +3$ entre 7 G et 30 G sont compatibles avec l'existence d'une résonance de Feshbach large [93] (la divergence de la longueur de diffusion se produit pour une valeur de champ magnétique négative). Cette résonance est responsable de la variation continue et plutôt rapide de la longueur de diffusion entre 0 et 40 G.

4.3.2.2 Aux "faibles" distances internucléaires

Pour des désaccords tels que $|\delta| > 30 \text{ cm}^{-1}$, *i.e.* pour des distances interatomiques $R < 38 a_0$, la figure 4.5 montre que le spectre de photoassociation réalisé à partir de l'état $f = 4, m_f = +4$ présente toujours un aspect oscillant régulier, contrairement au spectre associé à l'état $f = 3, m_f = +3$. En effet, pour ce dernier, les variations du signal sont difficiles à interpréter en termes d'oscillations régulières d'une fonction d'onde. Ceci suggère qu'à courte distance, le taux de photoassociation ne peut pas se mettre sous la forme $\Gamma_{PA} \propto |\Psi_E(R_+(v))|^2$. Ceci est la signature du fait que le traitement des collisions dans l'état $f = 3, m_f = +3$ est un problème de voies couplées : en raison de la compétition entre les interactions de structure hyperfine et d'échange, l'état initial de colli-

sion se projette sur plusieurs états électroniques⁴. Chaque composante est appelée fonction d'onde radiale (ou vibrationnelle). A courte distance interatomique, la paire d'atomes initialement dans l'état $f = 3, m_f = +3$ ne peut pas être décrite par une fonction d'onde simple. Plus précisément, dans la zone de couplage qui est localisée entre $15 a_0 - 30 a_0$ environ, les oscillations des diverses composantes de la fonction d'onde totale sur les états électroniques deviennent irrégulières. Au delà de $30 a_0$, le couplage n'existe plus : la fonction d'onde totale a alors "terminé" de construire sa phase, et les oscillations deviennent régulières.

Pour $|\delta| > 30 \text{ cm}^{-1}$, le signal de photoassociation pour l'état de collision dans $f = 3, m_f = +3$ présente alors un aspect complexe, composé d'oscillations irrégulières, qu'il est difficile d'analyser. Ce n'est pas le cas de l'état de collision dans $f = 4, m_f = +4$ qui est une voie de collision non couplée : cet état atomique se projette intégralement sur l'état moléculaire triplet. En effet, la projection du moment total est $M_{F_t} = +4 + 4 = +8$, et est donc maximale. De ce fait, la projection du spin électronique total doit elle-même être maximale, ce qui implique que l'état moléculaire est purement triplet. En raison de l'absence de couplage pour l'état de collision dans $f = 4, m_f = +4$, le spectre correspondant présente des oscillations régulières à toute distance interatomique.

4.3.2.3 Contrôle du taux de formation de molécules dans un niveau vibrationnel particulier par variation du champ magnétique

Une étude plus particulière a été réalisée sur les variations du signal de photoassociation vers les niveaux vibrationnels $v = 19$ et $v = 44$ du potentiel 0_g^- , en fonction du champ magnétique. Dans le cadre de l'approximation delta, le premier niveau $v = 19$ est excité au voisinage du point externe de Condon $R_+ \simeq 33 a_0$, tandis que le deuxième, $v = 44$, est excité au voisinage de $R_+ \simeq 44 a_0$. Les résultats représentés sur la figure 4.7 montrent clairement que le taux de photoassociation dans un niveau vibrationnel v particulier dépend de la valeur du champ magnétique. Par exemple, pour le niveau vibrationnel $v = 44$, le signal de photoassociation possède un minimum non nul vers 17 G, ce qui signifie que la densité de probabilité de présence des atomes à la distance interatomique voisine de $R \simeq 44 a_0$ (si on suppose l'approximation delta valable) peut être réduite. A l'inverse, on observe une augmentation du signal de photoassociation vers 17 G, pour le niveau vibrationnel $v = 19$.

Cet effet pourra être utilisé dans de prochaines expériences à partir d'atomes polarisés dans l'état $f = 3, m_f = +3$, pour modifier le signal de photoassociation dans un niveau vibrationnel particulier.

4.3.3 Calcul de l'intensité des raies de photoassociation en fonction du champ magnétique. Confrontation avec les résultats expérimentaux

L'analyse théorique des données expérimentales sur les figures 4.6, et 4.7, à laquelle j'ai plus directement contribué avec le soutien d'Anne Crubellier, a été effectuée en calculant l'intensité des raies de photoassociation correspondantes, pour différentes valeurs de champ magnétique. Pour cela, l'évaluation des éléments de matrice dipolaire entre l'état initial de collision $f = 3, m_f = +3$ et les états liés du potentiel moléculaire 0_g^- s'avère nécessaire. Les fonctions d'onde du potentiel 0_g^-

⁴En voie d'entrée, l'état initial de collision $(f_1 = 3, m_{f_1} = +3) + (f_2 = 3, m_{f_2} = +3)$ se projette sur les fonctions d'onde moléculaires singulet et triplet. En voie de sortie, ces dernières se redécomposent sur les différents fonctions d'onde des deux atomes $(f, m_f) + (f', m'_f)$.

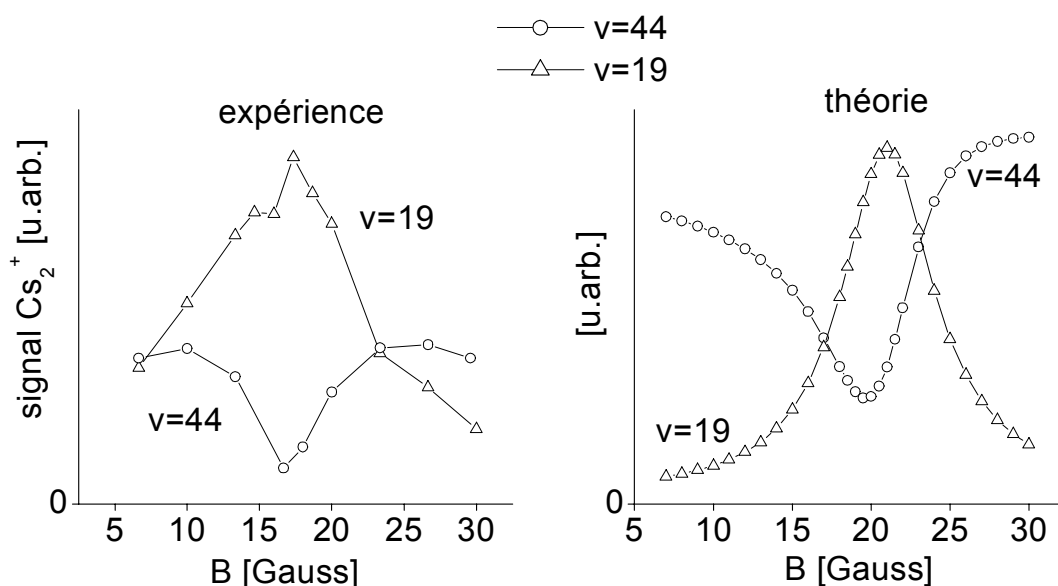


FIG. 4.7 – Signal de photoassociation en fonction du champ magnétique, de deux raies vibrationnelles $v = 19$ et $v = 44$ du potentiel $0_g^-(6s + 6p_{3/2})$ obtenu à partir d'atomes polarisés dans l'état $f = 3, m_f = +3$. A gauche, ont été représentés les points expérimentaux, à droite les valeurs issues du calcul.

ont été calculées en utilisant l'expression analytique de ce dernier, issue de la référence [4]. Ce calcul a été effectué par Benoît T'Jampens dans son mémoire de thèse [153]. Mon travail a porté sur la détermination des fonctions d'onde radiales correspondant à l'état de collision $f = 3, m_f = +3$. Pour cela, j'ai utilisé une méthode asymptotique, développée par Anne Crubellier et dont le principe a été exposé dans la thèse de Benoît T'Jampens [153]. Le détail de ce calcul fera l'objet du prochain paragraphe.

Si les fonctions d'onde du potentiel 0_g^- ne varient pas avec le champ magnétique, il n'en est pas de même pour les différentes composantes de la fonction d'onde de collision dans l'état $f = 3, m_f = +3$: leur amplitude et leur phase sont modifiées par le champ magnétique en raison du couplage. Ainsi, la variation du signal de photoassociation en fonction du champ magnétique résulte de plusieurs effets conjoints, liés aux variations de l'amplitude et de la phase des composantes de la fonction d'onde de collision. Ces effets seront explicités dans la prochaine section.

Les calculs des intensités de photoassociation ont été effectués en considérant l'énergie de collision $E = 50 \mu\text{K} \approx k_B T/2$, ce qui s'avère suffisant⁵ pour reproduire qualitativement les spectres des figure 4.6 et 4.7. Les modulations des spectres mesurés, *i.e.* le comportement radial de la fonction d'onde de collision en fonction du champ magnétique, sont qualitativement bien reproduits par le calcul dans l'intervalle $40 a_0 - 60 a_0$. Les mesures expérimentales représentées sur la figure 4.7, en

⁵ En toute rigueur, on doit tenir compte de la distribution en énergie des atomes issus du piège magnéto-optique et polarisés dans l'état $f = 3, m_f = +3$. A partir de cette distribution, on calcule l'énergie moyenne de collision E des atomes. Par ailleurs, il a été vérifié expérimentalement et numériquement (voir par exemple [155]) qu'aux distances où a lieu la photoassociation, l'effet de la température est négligeable sur l'amplitude et sur la phase de la fonction d'onde des atomes en collision.

particulier la présence vers 20 G d'un maximum pour $v = 19$ et d'un minimum pour $v = 44$ sont qualitativement confirmées par des calculs de taux de photoassociation réalisés dans une grande gamme d'énergie de collision E (jusqu'à une centaine de microkelvins).

4.4 Traitement des collisions dans l'état $f = 3, m_f = +3$ par une méthode asymptotique

Dans ce paragraphe, nous explicitons le traitement asymptotique utilisé pour calculer les fonctions d'onde vibrationnelles (ou radiales) de deux atomes en collision dans l'état $f = 3, m_f = +3$ en présence d'un champ magnétique. Ce calcul a été effectué pour une température proche de celle de l'expérience précédente, et pour une température nulle. Dans le premier cas, à partir des fonctions d'onde vibrationnelles de collision ainsi calculées, le taux de photoassociation peut être évalué (voir figure 4.6), connaissant les fonctions d'onde de l'état excité 0_g^- , suivant la formule :

$$\left| \langle \Psi_E | -\vec{d} \cdot \vec{E} | 0_g^- \rangle \right|^2 \simeq |\langle \Psi_E | 0_g^- \rangle|^2 \quad (4.6)$$

Dans le deuxième cas correspondant à une température nulle, la phase de la fonction d'onde calculée à "grande" distance internucléaire permet la détermination de la longueur de diffusion pour l'état $f = 3, m_f = +3$ suivant la relation $a_{3,+3} = -\lim_{k \rightarrow 0} \left(\frac{\tan \delta_0(k)}{k} \right)$. En particulier, on vérifiera que dans la gamme de champ magnétique étudiée dans l'expérience, soit 7 G - 30 G, la variation de la longueur de diffusion en fonction du champ magnétique calculée est en accord avec les résultats [93, 168, 166] : $a_{3,+3} < 0$ pour $B < 17$ G environ, et $a_{3,+3} > 0$ pour $B > 17$ G.

4.4.1 La méthode asymptotique

4.4.1.1 Principe

De manière générale, la description des collisions entre atomes alcalins froids dans leur état fondamental nécessite une connaissance précise des potentiels d'interaction. Or la plupart des potentiels calculés *ab initio* ne possèdent pas la précision requise pour le traitement des collisions froides binaires. Ce manque de précision concerne surtout la partie dite interne du potentiel dans laquelle les fonctions d'onde des deux atomes en collision ont un fort recouvrement. À l'opposé, dans la zone dite asymptotique, les interactions entre atomes froids sont mieux connues, si bien que la précision des potentiels est meilleure. Cette zone asymptotique correspond à des distances internucléaires pour lesquelles le recouvrement des fonctions d'onde des deux atomes en collision est faible, de sorte que chaque atome garde une certaine individualité (typiquement au-delà de 15 ou 20 a_0 dans le cas du césium).

Pour remédier au manque d'information à courte distance internucléaire, on utilise un modèle à grande distance (asymptotique), qui consiste à ne prendre en compte que la partie asymptotique du potentiel, mieux connue. L'information manquante liée à la partie interne du potentiel est remplacée par des conditions sur les fonctions d'onde vibrationnelles à la distance internucléaire où sont traduites les interactions inconnues à courte distance. Le modèle asymptotique développé au laboratoire Aimé Cotton par Anne Crubellier consiste à utiliser comme conditions aux limites la position des zéros des fonctions d'onde vibrationnelles. Ainsi, les conditions posées sur les fonctions d'onde

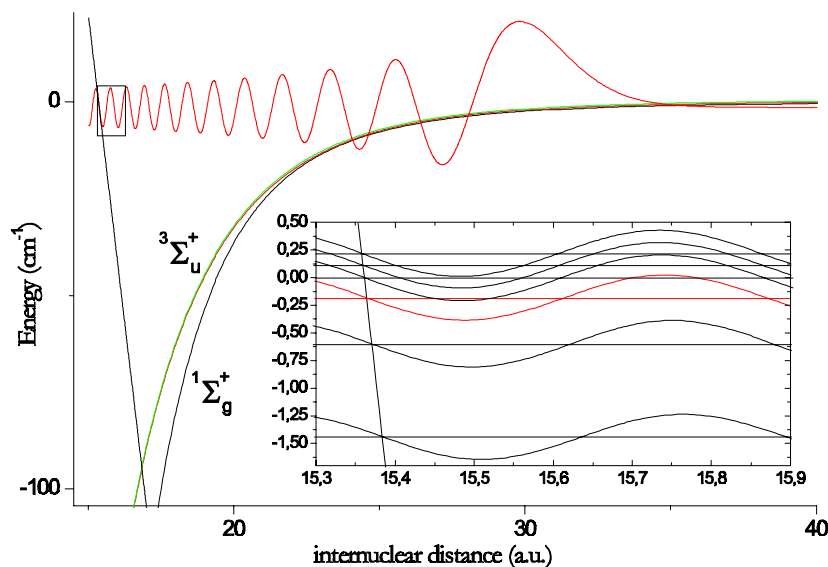


FIG. 4.8 – Exemple de fonction d'onde radiale (ou vibrationnelle). L'encart met en évidence l'alignement des nœuds des différentes fonctions d'onde radiales.

vibrationnelles à distance intermédiaire s'expriment par la données des distances correspondant aux nœuds de ces fonctions d'onde.

4.4.1.2 Les lignes de nœuds

Sous les limites de dissociation $6s + 6s$, la densité des niveaux liés dans la partie interne est importante⁶. On peut donc raisonnablement penser que les comportements des fonctions d'onde radiales associées à ces niveaux, à de telles distances internucléaires, sont très similaires d'un niveau à l'autre. En particulier, les positions des nœuds des fonctions d'onde sont, en toute première approximation, les mêmes pour deux niveaux consécutifs, et donc indépendantes de l'énergie. On peut chercher à raffiner cette approximation en introduisant une dépendance de la position des nœuds en fonction de l'énergie. Cette dépendance étant faible, on aboutit à une linéarisation de la position des nœuds en fonction de l'énergie du niveau n :

$$R_n = R_0 + \alpha E_n \quad (4.7)$$

où l'énergie E_n est prise par rapport à la limite de dissociation du potentiel et reste donc petite devant les valeurs prises par le potentiel. Les positions des nœuds des différentes fonctions d'onde forment alors des droites, presque verticales, comme montré en figure 4.8. Ces droites sont appelées "lignes de nœuds".

La méthode asymptotique utilise les lignes de nœuds pour le calcul des fonctions d'onde vibrationnelles : on impose à ces dernières de s'annuler sur la ligne de nœuds, qui sépare la zone asymptotique de la zone interne. Ainsi, les lignes de nœuds résument les interactions subies par la

⁶La différence d'énergie entre deux niveaux consécutifs est très petite devant les valeurs des potentiels moléculaires.

paire d'atomes en zone interne. La détermination des lignes de nœuds, *i.e.* des paramètres R_0 et α , est obtenue à partir de données expérimentales de spectroscopie de photoassociation. La méthode de détermination de ces paramètres, à partir des données expérimentales ne faisant pas l'objet de ma thèse, je renvoie le lecteur aux références [42, 153, 160] pour une description détaillée de la méthode.

4.4.2 Position du problème pour l'état $f = 3, m_f = +3$

Le modèle asymptotique prend en compte les interactions à grande distance interatomique. En particulier, on s'intéresse ici à décrire deux atomes de ^{133}Cs polarisés dans l'état $f = 3, m_f = +3$, en interaction à grande distance, en présence d'un champ magnétique. Dans un premier temps, nous déterminerons l'hamiltonien électronique de ces deux atomes, en zone asymptotique. Nous écrirons alors la matrice de cet opérateur dans une base correspondant à la configuration dans laquelle les deux atomes sont très éloignés l'un de l'autre : la base "atomique". Les fonctions d'onde radiales seront calculées par intégration numérique de l'équation de Schrödinger radiale dans la zone asymptotique uniquement, les lignes de nœuds permettant de s'affranchir de la partie interne des potentiels. Le calcul des fonctions d'onde radiales de l'état collisionnel ($f = 3, m_f = +3$) + ($f = 3, m_f = +3$) fait intervenir le couplage entre plusieurs potentiels : la résolution de l'équation de Schrödinger fait intervenir des équations couplées. L'état de collision ($f = 3, m_f = +3$) + ($f = 3, m_f = +3$) correspond à plusieurs voies couplées⁷.

4.4.2.1 L'hamiltonien

Dans le référentiel du centre de masse des deux atomes, le mouvement de la particule fictive de masse $\mu = \frac{M}{2}$ (M étant la masse d'un atome de ^{133}Cs) est régi par l'hamiltonien suivant :

$$H = -\frac{\hbar^2}{2\mu R} \frac{\partial^2}{\partial R^2} R + \frac{\vec{\ell}^2}{2\mu R^2} + H^{elec}(R) \quad (4.8)$$

où ℓ désigne l'onde partielle de collision (*i.e.* rotation relative des deux atomes pour des états du continuum), et H^{elec} est l'hamiltonien électronique qui dépend explicitement de la distance internucléaire R .

Pour le problème qui nous intéresse, on doit considérer les interactions à longue distance entre deux atomes dans l'état fondamental $6^2S_{1/2}$. Je rappelle les notations utilisées par la suite. Chaque atome possède un spin électronique $\vec{s} = \overline{1/2}$ et un spin nucléaire $\vec{i} = \overline{7/2}$. Ces deux spins se couplent sous l'effet de l'interaction hyperfine pour donner deux niveaux de spin total $\vec{f} = \vec{s} + \vec{i}$ avec $f = 3, 4$. On définit le spin électronique total des deux atomes $\vec{S}_t = \vec{s}_1 + \vec{s}_2$ ($S_t = 0, 1$), le spin nucléaire total $\vec{I}_t = \vec{i}_1 + \vec{i}_2$ ($I_t = 0, 1, \dots, 2i$), et le spin total des deux atomes $\vec{F}_t = \vec{S}_t + \vec{I}_t = \vec{f}_1 + \vec{f}_2$.

Les interactions figurant dans l'hamiltonien électronique H^{elec} sont :

- l'interaction hyperfine V_{hfs} supposée indépendante de la distance interatomique R

⁷En revanche, l'état de collision ($f = 4, m_f = +4$) + ($f = 4, m_f = +4$) est un état de spin maximal, et évolue suivant l'état purement triplet (spin total électronique égal à 1) qui n'est couplé à aucune autre voie. Le traitement des collisions dans l'état $f = 4, m_f = +4$ ne nécessite de prendre en compte qu'un seul potentiel. La résolution de l'équation de Schrödinger s'en trouve facilitée.

- l'interaction Zeeman en présence d'un champ magnétique externe :

$$V_z \simeq - \sum_{i=1}^2 \left(\vec{\mu}_i^e \cdot \vec{B} + \vec{\mu}_i^n \cdot \vec{B} \right) \quad (4.9)$$

où $\vec{\mu}_i^e$ est le moment dipolaire magnétique de l'électron, $\vec{\mu}_i^n$ est le moment magnétique dipolaire du noyau.

On suppose le champ magnétique dirigé suivant l'axe (Oz). En considérant le couplage entre les différents moments cinétiques des deux atomes, l'hamiltonien Zeeman peut s'écrire, dans le cas général où le moment orbital total \vec{L}_t est non nul :

$$V_z \simeq \omega_0(\hat{L}_{tz} + 2\hat{S}_{tz}) + \omega_n \hat{I}_{tz} \quad (4.10)$$

où $\omega_0 = \frac{\mu_B B}{\hbar}$ (avec $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$) désigne la pulsation de Larmor de l'électron et $\omega_n \approx \frac{m_e}{m_p} \omega_0$, celle du noyau (m_e et m_p étant respectivement les masses de l'électron et du proton). Le rapport $\frac{m_e}{m_p}$ étant proche de la valeur $\frac{1}{2000}$, on peut donc négliger la contribution du noyau dans l'interaction Zeeman. Par ailleurs, pour deux atomes dans l'état fondamental $6^2S_{1/2}$, $L_t = 0$ et l'interaction Zeeman se simplifie :

$$V_z \simeq 2\omega_0 \hat{S}_{tz} \quad (4.11)$$

- l'interaction électrostatique V_{disp} : elle s'exprime sous la forme d'un couplage dipôle-dipôle qu'on développe en puissances de R^{-1}

$$V_{disp}(R) = -\frac{C_6}{R^6} - \frac{C_8}{R^8} - \frac{C_{10}}{R^{10}} - \frac{C_{12}}{R^{12}} - \dots \quad (4.12)$$

- l'interaction d'échange V_{ech} . A courte distance internucléaire, les fonctions d'onde électroniques se recouvrent spatialement. L'interaction qui reflète ce recouvrement décroît exponentiellement à grande distance. Différentes expressions asymptotiques ont été établies théoriquement [140, 75] et traduisent cette décroissance exponentielle, selon $DR^\gamma e^{-2\alpha R}$, où D représente l'amplitude de cette interaction.

Par ailleurs, cette interaction dépend du spin électronique total S_t qui ne prend que deux valeurs : $S_t = 0$ pour le potentiel singulet et $S_t = 1$ pour le potentiel triplet. La dénomination de ces potentiels et des états correspondants utilise généralement le cas (a) de Hund, à savoir $^1\Sigma_g^+$ pour le potentiel singulet et $^3\Sigma_u^+$ pour le potentiel triplet. Il est alors pratique d'écrire l'interaction d'échange en fonction du spin électronique total S_t :

$$V_{ech}(R) \simeq (-1 + 2S_t)DR^\gamma e^{-2\alpha R} \quad (4.13)$$

- D'autres interactions, plus faibles, peuvent être prises en compte, comme l'interaction spin-spin directe et l'interaction spin-orbite du deuxième ordre (voir chapitre 1). Ces interactions agissent sur la rotation ℓ de la molécule. Dans ce cas, la rotation $\vec{\ell}$ et le moment cinétique total électronique \vec{F}_t se couplent pour donner $\vec{F} = \vec{F}_t + \vec{\ell}$. Sous l'effet de ces interactions, seul le nombre F reste un bon nombre quantique (F_t et ℓ ne le sont plus). Dans cette situation, un couplage entre $\ell = 0$ et $\ell = 2$ peut exister sous l'effet de ces interactions. Ainsi, la résonance de Feshbach observée à 48 G [167, 166] pour des atomes dans l'état $f = 3, m_f = +3$ provient d'un tel couplage. Toutefois, en vue de l'interprétation de l'expérience de photoassociation précédente, il n'est pas nécessaire de

prendre en compte ces interactions. Dans l'expérience, les atomes interagissent dans l'onde entrante s ($\ell = 0$). Or la variation de la longueur de diffusion dans l'intervalle étudié 7 G - 30 G est due à la présence d'une résonance de Feshbach très large produite dans le sous-espace $\ell = 0$, pour un champ magnétique "négatif"⁸ : l'interaction d'échange crée un couplage entre l'état de collision $\ell = 0$ et un état moléculaire lié $\ell = 0$ [93]. Dans cette gamme de champs magnétiques, les interactions spin-spin et spin-orbite sont négligeables. Par conséquent, on considèrera uniquement les interactions qui n'agissent pas sur la rotation ℓ de la molécule : le nombre $\ell = 0$ sera conservé dans la suite du problème.

Finalement, l'hamiltonien électronique s'écrit :

$$H^{elec}(R) = V_{disp}(R) + V_{ech}(R) + V_{hfs} + V_z \quad (4.14)$$

4.4.2.2 Fonction d'onde totale

De manière générale, la fonction d'onde totale, solution de l'équation de Schrödinger indépendante du temps, est formée par le produit tensoriel des espaces décrivant noyaux et électrons :

$$\psi_\beta^{totale} = \sum_\gamma \psi_{\gamma,\beta}^{noyau} \otimes \psi_{\gamma,\beta}^{electrons} \quad (4.15)$$

où β représente l'ensemble des nombres quantiques qui sont conservés par l'hamiltonien total H (4.8), c'est à dire les bons nombres quantiques. Autrement dit, l'hamiltonien H est diagonal en β . Quant à γ , il représente les autres nombres quantiques, qui sont couplés par l'hamiltonien H (ils ne sont donc pas conservés par l'hamiltonien H). En décomposant la fonction d'onde des noyaux $\psi_{\gamma,\beta}^{noyau}$ en un terme vibrationnel et rotationnel, la fonction d'onde totale s'écrit :

$$\psi_\beta^{totale}(R) = \frac{1}{R} \sum_\gamma \psi_{\gamma,\beta}^{vib}(R) \psi_\ell^{rot} \left| \psi_{\gamma,\beta}^{elec}(R) \right\rangle \quad (4.16)$$

où les composantes $\psi_{\gamma,\beta}^{vib}(R)$ de la fonction d'onde totale $\psi_\beta^{totale}(R)$ sont les fonctions d'onde radiales (ou vibrationnelles).

Les bons nombres quantiques pour le traitement des collisions dans l'état $f = 3, m_f = +3$

Pour décrire complètement la fonction d'onde totale dans l'étude des collisions dans l'état $f = 3, m_f = +3$, il est nécessaire de déterminer les bons nombres quantiques du problème, à savoir ceux qui sont conservés par l'hamiltonien H (4.8). On se restreint au sous-espace rotationnel $\ell = 0$, pour la raison invoquée précédemment.

L'hamiltonien H commute avec l'opérateur de permutation des coordonnées spatiales et de spin des électrons et des noyaux, ayant pour valeurs propres $\epsilon = \pm 1$. Un état est alors soit symétrique ($\epsilon = +1 \rightarrow s$), soit antisymétrique ($\epsilon = -1 \rightarrow a$) par rapport à cette opération. Par ailleurs, le caractère bosonique des atomes de ^{133}Cs impose à la fonction d'onde totale (4.16), qui inclut la rotation relative des atomes $\vec{\ell}$, d'être complètement symétrique sous l'échange de deux atomes. On peut montrer que l'opération de permutation sélectionne alors les nombres quantiques de rotation

⁸Une résonance de Feshbach produite pour un champ magnétique "négatif" pour l'état $m_f = +3$ correspond à un champ magnétique "positif" (de même valeur absolue) pour l'état $m_f = -3$.

accessibles par la règle $\epsilon = (-1)^\ell$. Dans le sous-espace $\ell = 0$ que l'on considère, les états ainsi sélectionnés sont donc symétriques.

Par ailleurs, la présence d'un champ magnétique externe qu'on suppose dirigé suivant l'axe (Oz), lève la dégénérescence des projections de tous les moments cinétiques sur cet axe. Par la suite, on désignera par une lettre minuscule m toute projection de moment cinétique d'un atome sur cet axe, et par une lettre majuscule M , toute projection de moment cinétique couplé (pour la paire d'atomes) sur le même axe. Dans le sous-espace $\ell = 0$, en présence d'un champ magnétique, la projection M_{F_t} ($= m_{f_1} + m_{f_2} = M_{S_t} + M_{I_t}$) de F_t sur l'axe (Oz) reste un bon nombre quantique à toute distance internucléaire⁹. A toute distance internucléaire, le nombre $M_{F_t} = 6$ ($m_{f_1} = m_{f_2} = +3$) reste conservé.

A toute distance internucléaire, les seuls bons nombres quantiques du problème restreint au sous-espace $\ell = 0$, sont donc $\epsilon = +1$ et $M_{F_t} = 6$.

Développement de la fonction d'onde totale en base "atomique" pour deux atomes en collision dans l'état $f = 3, m_f = +3$

Une base bien adaptée aux fonctions d'onde électroniques asymptotiques de notre système est la base où les atomes sont initialement éloignés l'un de l'autre, la base "atomique" indépendante de la distance internucléaire :

$$\left| \psi_{f_1, f_2, F_t, M_{F_t}, \epsilon}^{elec} \right\rangle = \left| (6^2 S_{1/2}) f_1 ; (6^2 S_{1/2}) f_2 ; F_t, M_{F_t}, \epsilon \right\rangle \quad (4.17)$$

Pour écrire la fonction d'onde totale dans la base "atomique", il convient de dénombrer tous les couplages possibles entre f_1 et f_2 qui donnent lieu à $M_{F_t} = +6$ et $\epsilon = +1$. Les ensembles de valeurs $\{f_1, f_2, F_t\}$ possibles¹⁰ sont au nombre de 5, soit $\{3, 3, 6\}$, $\{3, 4, 6\}$, $\{3, 4, 7\}$, $\{4, 4, 6\}$, $\{4, 4, 8\}$. La fonction d'onde totale doit alors être développée sur la base "atomique" composée des cinq vecteurs précédents $\left\{ \left| \psi_{f_1, f_2, F_t, M_{F_t}=6, \epsilon=+1}^{elec} \right\rangle_i \right\}_{i \in [1;5]}$, qu'on appellera états électroniques atomiques ; la dimension du problème à traiter est donc égale à 5.

Ainsi on peut écrire la fonction d'onde totale dans la base "atomique" selon (4.16). Il vient alors, en remplaçant β par l'ensemble $\{M_{F_t} = 6, \ell = 0, \epsilon = +1\}$ et γ par l'ensemble $\{f_1, f_2, F_t\}$:

$$\psi_{M_{F_t}, \epsilon, \ell}^{totale}(R) = \frac{1}{R} \sum_{f_1, f_2, F_t} \psi_{f_1, f_2, F_t, M_{F_t}, \epsilon, \ell}^{vib}(R) \psi_{\ell}^{rot} \left| \psi_{f_1, f_2, F_t, M_{F_t}, \epsilon}^{elec} \right\rangle \quad (4.18)$$

où les composantes $\psi_{f_1, f_2, F_t, M_{F_t}, \epsilon, \ell}^{vib}(R)$ de la fonction d'onde totale $\psi_{M_{F_t}, \epsilon, \ell}^{totale}(R)$ sont les fonctions d'onde radiales (ou vibrationnelles).

Dans toute la suite, les états électroniques atomiques $\left\{ \left| \psi_{f_1, f_2, F_t, M_{F_t}=6, \epsilon=+1}^{elec} \right\rangle_i \right\}_{i \in [1;5]}$ seront désignés sous le terme de "voies" et classés selon l'ordre croissant des énergies propres $\{E_i\}_{i \in [1;5]}$ qui leur correspondent ($H^{elec} \left| \psi_{f_1, f_2, F_t, M_{F_t}=6, \epsilon=+1}^{elec} \right\rangle_i = E_i \left| \psi_{f_1, f_2, F_t, M_{F_t}=6, \epsilon=+1}^{elec} \right\rangle_i$). Chaque voie sera alors associée à un indice $i \in [1;5]$ croissant avec l'énergie E_i .

⁹ F_t n'est plus un bon nombre quantique en présence du champ magnétique, l'opérateur \widehat{F}_t^2 ne commutant pas avec l'hamiltonien Zeeman V_z .

¹⁰ L'ensemble $\{4, 4, 7\}$ donne un état associé à $M_{F_t} = +6$ qui est antisymétrique ($\epsilon = -1$). Cet ensemble de valeurs est donc exclus.

Par ailleurs, dans le problème considéré, on traite les collisions entre deux atomes polarisés dans l'état $f = 3, m_f = +3$, qualifié d'état de collisions. La voie d'entrée du problème est donc $\left| \psi_{3,3,6,M_{F_t}=6,\epsilon=+1}^{elec} \right\rangle$, *i.e.* la voie 1. L'énergie de collision¹¹ E associée à cet état vérifie l'inégalité $E_1 \leq E < E_2 < \dots < E_5$. La voie 1 sera alors appelée voie ouverte, tandis que les quatre autres ($i \in [2; 5]$) seront appelées voies fermées. La composante radiale de la fonction d'onde totale sur une voie ouverte est dite "libre", celle sur une voie fermée est dite "liée". Le tableau suivant récapitule l'ensemble des notations et termes utilisés dans le traitement des collisions dans l'état $f = 3, m_f = +3$:

voie	état électronique "atomique"	énergie propre	composante radiale
1 → ouverte	$\left \psi_{3,3,6,M_{F_t}=6,\epsilon=+1}^{elec} \right\rangle$	E_1	$\psi_{3,3,6,M_{F_t}=6,\epsilon=+1,\ell=0}^{vib}(R) \rightarrow$ libre
2 → fermée	$\left \psi_{3,4,6,M_{F_t}=6,\epsilon=+1}^{elec} \right\rangle$	E_2	$\psi_{3,4,6,M_{F_t}=6,\epsilon=+1,\ell=0}^{vib}(R) \rightarrow$ liée
3 → fermée	$\left \psi_{3,4,7,M_{F_t}=6,\epsilon=+1}^{elec} \right\rangle$	E_3	$\psi_{3,4,7,M_{F_t}=6,\epsilon=+1,\ell=0}^{vib}(R) \rightarrow$ liée
4 → fermée	$\left \psi_{4,4,6,M_{F_t}=6,\epsilon=+1}^{elec} \right\rangle$	E_4	$\psi_{4,4,6,M_{F_t}=6,\epsilon=+1,\ell=0}^{vib}(R) \rightarrow$ liée
5 → fermée	$\left \psi_{4,4,8,M_{F_t}=6,\epsilon=+1}^{elec} \right\rangle$	E_5	$\psi_{4,4,8,M_{F_t}=6,\epsilon=+1,\ell=0}^{vib}(R) \rightarrow$ liée

Dans toute la suite, on choisira l'origine des énergies égale à l'énergie propre E_1 , soit $E_1 = 0$.

4.4.2.3 Equation de Schrödinger en base "atomique"

Les fonctions d'onde totales $\psi_{M_{F_t},\epsilon,\ell}^{totale}(R)$, fonctions propres de l'hamiltonien H (4.8) sont calculées à partir de la résolution de l'équation de Schrödinger indépendante du temps. On peut choisir de résoudre l'équation aux valeurs propres $H\psi_{\beta}^{totale} = E\psi_{\beta}^{totale}$ (E est l'énergie de collision introduite précédemment) dans la base "atomique".

Pour cela, on exprime la fonction d'onde totale sous forme vectorielle dans la base¹² $\psi_{\ell}^{rot} \otimes \psi_{f_1,f_2,F_t,M_{F_t},\epsilon}^{elec}$. Les composantes de la fonction d'onde totale sont représentées dans l'ordre croissant des énergies auxquelles elles sont associées :

$$\psi_{M_{F_t},\epsilon,\ell}^{totale}(R) = \begin{pmatrix} \psi_{3,3,6,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R) \\ \psi_{3,4,6,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R) \\ \psi_{3,4,7,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R) \\ \psi_{4,4,6,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R) \\ \psi_{4,4,8,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R) \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

De même, on représente l'hamiltonien électronique H^{elec} (4.14) dans la base $\psi_{\ell}^{rot} \otimes \psi_{f_1,f_2,F_t,M_{F_t},\epsilon}^{elec}$. Chaque terme contenu dans H^{elec} s'écrit de manière matricielle dans cette base :

¹¹ L'énergie de collision E est égale à $\frac{\hbar^2 k^2}{2\mu}$, énergie de la particule fictive de masse μ et de vecteur d'onde k dans le référentiel du centre de masse.

¹² Dans le sous-espace $\ell = 0$ considéré ici, la rotation de la molécule $\psi_{\ell=0}^{rot}$ est décrite par l'harmonique sphérique $Y_{0,0}$ qui est une constante. La base $\psi_{\ell}^{rot} \otimes \psi_{f_1,f_2,F_t,M_{F_t},\epsilon}^{elec}$ se confond dans ce cas avec la base atomique $\psi_{f_1,f_2,F_t,M_{F_t},\epsilon}^{elec}$.

- Dans la base $\psi_\ell^{rot} \otimes \psi_{f_1, f_2, F_t, M_{F_t}, \epsilon}^{elec}$, l'interaction hyperfine V_{hfs} est diagonale et s'écrit :

$$V_{hfs} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & E_{hfs} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & E_{hfs} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2E_{hfs} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2E_{hfs} \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

où E_{hfs} est l'écart en énergie des niveaux hyperfins de l'atome de césium et vaut $E_{hfs} = h \times 9.192631770$ GHz.

- L'interaction électrostatique $V_{disp}(R)$ est scalaire.
- L'interaction d'échange $V_{ech}(R)$ est quant à elle diagonale dans la base moléculaire $|S_t, M_{S_t}, I_t, M_{I_t}\rangle$ (les valeurs propres dans cette base ne dépendent que du spin électronique total S_t suivant (4.13)). Le changement de base de la base moléculaire à la base "atomique" permet finalement d'exprimer $V_{ech}(R)$ sous forme matricielle dans la base $\psi_\ell^{rot} \otimes \psi_{f_1, f_2, F_t, M_{F_t}, \epsilon}^{elec}$. L'expression matricielle de $V_{ech}(R)$ est donnée dans l'annexe B.
- L'interaction Zeeman V_z (voir équation 4.11) est diagonale dans la base moléculaire $|S_t, M_{S_t}, I_t, M_{I_t}\rangle$, avec $V_z |S_t, M_{S_t}, I_t, M_{I_t}\rangle = 2\mu_B B M_{S_t} |S_t, M_{S_t}, I_t, M_{I_t}\rangle$. Son expression dans la base "atomique" s'obtient après changement de base (voir annexe B).

Finalement, l'équation de Schrödinger $H\psi_\beta^{totale} = E\psi_\beta^{totale}$ exprimée dans la base "atomique" s'écrit sous forme matricielle :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dR^2} + \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu R^2} + H^{elec}(R) - E \right) \begin{pmatrix} \psi_{3,3,6, M_{F_t}, \epsilon, \ell}^{vib}(R) \\ \psi_{3,4,6, M_{F_t}, \epsilon, \ell}^{vib}(R) \\ \psi_{3,4,7, M_{F_t}, \epsilon, \ell}^{vib}(R) \\ \psi_{4,4,6, M_{F_t}, \epsilon, \ell}^{vib}(R) \\ \psi_{4,4,8, M_{F_t}, \epsilon, \ell}^{vib}(R) \end{pmatrix} = 0 \quad (4.21)$$

En raison de l'existence de termes non-diagonaux dans la matrice représentant $H^{elec}(R)$, le développement de l'équation matricielle précédente donne lieu à cinq équations couplées. Le problème consiste donc à intégrer ces cinq équations différentielles du second ordre. L'intégration numérique de ces équations a été réalisée à partir du logiciel Mathematica. L'idée générale de la méthode d'intégration est de construire à partir des conditions aux limites quand R tend vers l'infini, cinq solutions de l'équation de Schrödinger linéairement indépendantes, chacune des solutions ayant cinq composantes (associées aux différents états électroniques de la base "atomique"). La solution de l'équation de Schrödinger (4.21), s'écrit comme une combinaison linéaire des cinq solutions linéairement indépendantes. La condition d'annulation sur les lignes de nœuds (voir paragraphe précédent) des cinq composantes radiales $\psi_{\gamma, \beta}^{vib}(R)$ de la solution permet finalement de déterminer l'ensemble des composantes vibrationnelles $\psi_{\gamma, \beta}^{vib}(R)$ qui vérifient toutes les conditions aux limites du problème.

4.4.2.4 Les conditions aux limites

Dans un problème de détermination de la longueur de diffusion, on doit résoudre l'équation de Schrödinger en considérant l'énergie de collision $E = 0$, puisque la longueur de diffusion est reliée au déphasage à énergie nulle, suivant $a = -\lim_{k \rightarrow 0} \left(\frac{\tan \delta_0(k)}{k} \right)$. Les fonctions d'onde radiales, composantes de la fonction d'onde totale (4.19) sur les cinq voies, doivent vérifier les conditions aux limites suivantes pour être solutions du problème :

A l'extérieur

Les quatre composantes liées $\psi_{3,4,6,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R)$, $\psi_{3,4,7,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R)$, $\psi_{4,4,6,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R)$, $\psi_{4,4,8,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R)$ doivent s'annuler lorsque $R \rightarrow \infty$. Plus précisément, lorsque les valeurs de l'hamiltonien électronique deviennent négligeables devant l'énergie du niveau, le régime asymptotique est atteint, et chaque composante se comporte comme une exponentielle décroissante avec R .

La composante libre $\psi_{3,3,6,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R)$ quant à elle, évolue suivant $\psi_{3,3,6,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R) \propto \sin[k(R-a)]$ lorsque $R \rightarrow \infty$. Pour $k = 0$, cette dernière est une fonction linéaire de R , soit $\psi_{3,3,6,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R) \propto (R-a)$. Ainsi, la valeur de la longueur de diffusion a peut être déterminée à partir du comportement asymptotique de la fonction d'onde radiale libre.

A l'intérieur

Les conditions aux limites "à l'intérieur" sont moins directes à exprimer que celles à l'extérieur. En effet, celles-ci doivent reproduire les nœuds des fonctions d'onde en zone interne. A de telles distances, typiquement $R \sim 15 a_0$, les composantes pertinentes du point de vue de l'hamiltonien sont les composantes de la fonction d'onde totale exprimée dans la base moléculaire (états propres de l'hamiltonien H^{elec} (4.14) en zone interne), et non plus "atomique". Ainsi, les conditions aux limites doivent être posées sur les composantes en base moléculaire : ces dernières doivent s'annuler sur les lignes de nœuds.

4.4.3 Résultats

4.4.3.1 Longueur de diffusion $a_{3,+3}$ entre 7 G et 30 G

Le calcul de la longueur de diffusion par la méthode asymptotique nécessite la connaissance des paramètres suivants : les coefficients C_6 , C_8 , C_{10} du développement multipolaire de l'interaction électrostatique V_{disp} (4.12), le paramètre d'échange D figurant dans l'interaction d'échange V_{ech} (4.13), les pentes et ordonnées des cinq lignes de nœuds (correspondant aux cinq voies). Ces paramètres¹³ ont été obtenus à partir d'une procédure d'ajustement sur les niveaux d'énergie des états électroniques fondamentaux $X^1\Sigma_g^+$ et $a^3\Sigma_u^+$ dans la molécule de Cs_2 . La détermination de ces niveaux d'énergie a été réalisée à partir d'expériences de spectroscopie photoassociative à deux photons réalisées au laboratoire Aimé Cotton [155, 106, 160, 159]. La procédure d'ajustement n'ayant pas fait l'objet de mon travail, je ne l'expliciterai pas ici et renvoie le lecteur aux références [153, 160, 159]

¹³Les coefficients C_8 et C_{10} ne sont pas ajustés dans la procédure d'ajustement et sont fixés (voir tableaux [T'Jam-pens2002] et [Vanhaecke2003]).

La figure 4.9 représente l'allure typique de la composante radiale libre $\psi_{3,3,6,M_{F_l},\epsilon,\ell}^{vib}(R)$ obtenue en considérant une énergie de collision $E = 0$. L'abscisse du point d'intersection de la droite représentant $\psi_{3,3,6,M_{F_l},\epsilon,\ell}^{vib}(R)$ quand $R \rightarrow +\infty$ avec l'axe des abscisses n'est autre que $a_{3,+3}$, la longueur de diffusion associée à l'état de collision $f = 3, m_f = +3$.

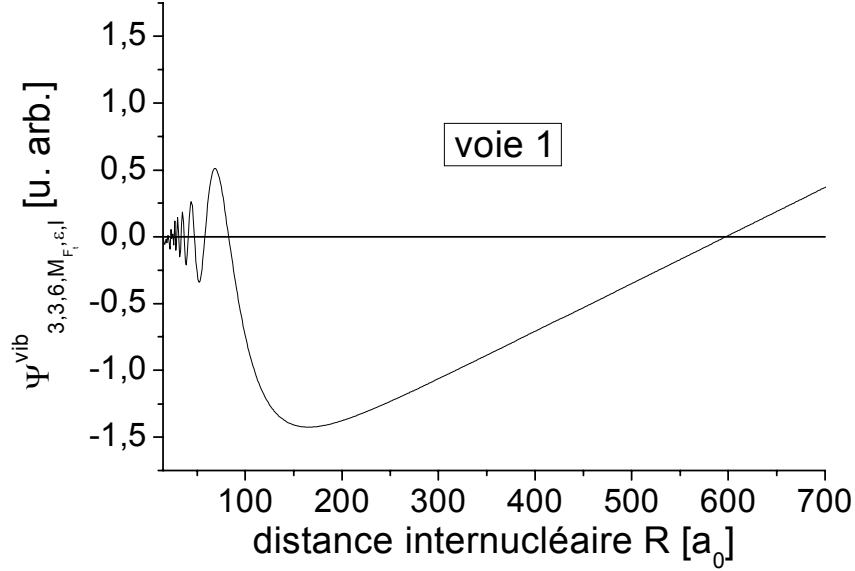


FIG. 4.9 – Allure de la fonction d'onde radiale libre $\psi_{3,3,6,M_{F_l},\epsilon,\ell}^{vib}(R)$, composante de la fonction d'onde totale sur la voie 1, pour une énergie de collision $E = 0$ et pour un champ magnétique de l'ordre de 30 G. L'abscisse du point d'intersection de la droite représentant $\psi_{3,3,6,M_{F_l},\epsilon,\ell}^{vib}(R)$ quand $R \rightarrow +\infty$ avec l'axe des abscisses n'est autre que $a_{3,+3}$, longueur de diffusion associée à l'état de collision $f = 3, m_f = +3$. Typiquement, on obtient sur cette courbe $a_{3,+3} \simeq 600 a_0$.

L'analyse théorique des résultats présentée dans la première partie a été effectuée en considérant l'ensemble de paramètres extraits du mémoire de thèse de B. T'Jampens [153] et désigné dans le tableau 4.1 par [T'Jampens2002]. Toutefois, un nouveau jeu de valeurs de paramètres a été obtenu plus récemment, à partir d'une procédure d'ajustement reposant sur un algorithme génétique. Ces nouvelles valeurs présentent des barres d'incertitude très inférieures aux précédentes. La méthode d'ajustement ainsi que ses résultats sont détaillés dans la thèse de N. Vanhaecke [160] et feront l'objet d'une publication à venir [159]. L'ensemble des valeurs de ces paramètres est désigné dans le tableau 4.1 par [Vanhaecke2003]. Nous n'avons pas reporté les autres paramètres associés aux lignes de nœuds.

coefficients (u.a.) ¹⁴	[T'Jampens2002]	[Vanhaecke2003]
C_6	6830	6846 ± 15
C_8	9.546×10^5 [122]	9.630×10^5 [3]
C_{10}	13.580×10^7 [122]	13.5912×10^7 [3]
D	0,0000875	$(1.187 \pm 0.086) \times 10^{-3}$

TAB. 4.1 – Comparaison des jeux de paramètres de [T'Jampens2002] et [Vanhaecke2003]

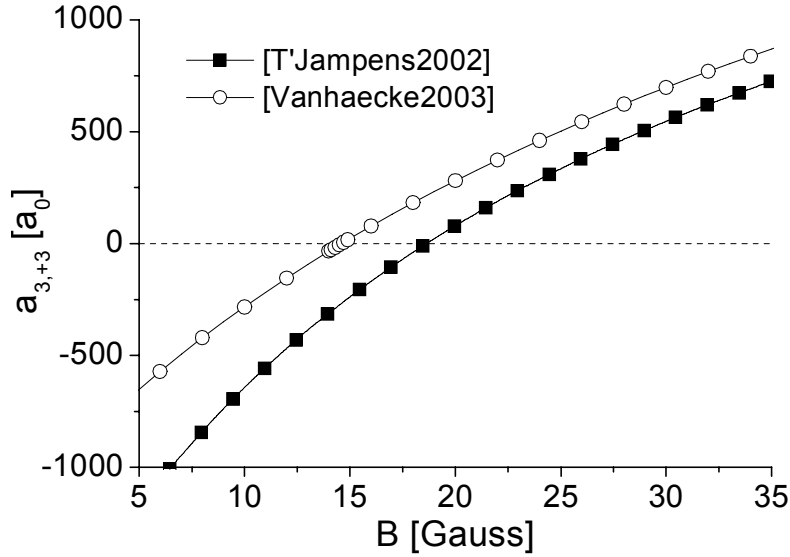


FIG. 4.10 – Calcul de la longueur de diffusion $a_{3,+3}$ associée à l'état $f = 3, m_f = +3$ en fonction du champ magnétique, entre 7 G et 30 G, pour les deux jeux de paramètres [T'Jampens2002] et [Vanhaecke2003].

La longueur de diffusion $a_{3,+3}$ a été calculée à partir de la méthode asymptotique pour un champ magnétique compris entre 7 G et 30 G environ, pour les deux jeux de valeurs précédents. La figure 4.10 présente les résultats obtenus. Il existe des différences entre les valeurs de la longueur de diffusion calculées pour ces deux jeux de paramètres, en particulier la valeur du champ magnétique pour laquelle la longueur de diffusion $a_{3,+3}$ s'annule diffère : pour le jeu de valeurs [T'Jampens2002] $a_{3,+3} \approx 0$ à 19 G ($C_6 = 6830$ u.a.) et pour celui [Vanhaecke2003] $a_{3,+3} \approx 0$ à 15 G ($C_6 = 6846$ u.a.). Or l'annulation de la longueur de diffusion se produit pour un champ magnétique de 17 G environ, ce qui a été observé expérimentalement dans l'expérience de R. Grimm [167]. En toute rigueur, le coefficient C_6 possède une barre d'erreur dont il faut tenir compte dans le calcul de la longueur de diffusion : une valeur de C_6 comprise entre les deux valeurs précédentes 6830 u.a. et 6846 u.a. pourrait sans doute reproduire $a_{3,+3} \approx 0$ à 17 G. Une telle valeur de C_6 serait compatible avec l'intervalle de confiance donné dans le tableau [Vanhaecke2003], soit $C_6 = (6846 \pm 15)$ u.a..

A titre de comparaison, l'équipe de P. S. Julienne du NIST a déterminé à partir des données spectroscopiques du groupe de S. Chu, un coefficient $C_6 = (6890 \pm 35)$ u.a., ce qui leur a permis d'obtenir $a_{3,+3} \approx -3000 a_0$ à 0 G, $a_{3,+3} \approx 0$ à 17 G, $a_{3,+3} \approx 1000 a_0$ à 55 G [93]. Avec le jeu de données [T'Jampens2002], on obtient $a_{3,+3} \approx -1500 a_0$ à 0 G, tandis que pour celui [Vanhaecke2003], $a_{3,+3} \approx -1000 a_0$ à 0 G [159].

Cependant l'ensemble des paramètres [T'Jampens2002] a permis de reproduire qualitativement les résultats de l'expérience de photoassociation décrite dans la première partie. Les paramètres [Vanhaecke2003] ayant été obtenus très récemment, n'ont pas pu être utilisés dans mon travail de thèse, et l'analyse des résultats de l'expérience de photoassociation avec ces nouveaux paramètres pourra faire l'objet d'un travail ultérieur.

4.4.3.2 Déphasage de la fonction d'onde radiale libre $\psi_{3,3,6,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R)$ en fonction du champ magnétique

De manière générale, la variation du champ magnétique modifie les caractéristiques (amplitude et déphasage) des fonctions d'onde radiales. Toutefois, le champ magnétique n'a pas le même effet sur les fonctions d'onde radiales liées et sur la fonction d'onde radiale libre. Si la modification du champ magnétique produit une variation de l'amplitude à la fois des composantes liées et libre, en revanche elle entraîne un changement de phase uniquement pour la composante libre (les phases des composantes liées ne sont en aucune façon modifiée par le champ magnétique). Ainsi, les positions des nœuds et des extrêma de la composante radiale libre $\psi_{3,3,6,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R)$ sont modifiées par variation du champ magnétique. Par ailleurs, dans la région où a lieu la photoassociation $30 a_0 - 70 a_0$, les positions des nœuds de $\psi_{3,3,6,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R)$ ne varient quasiment pas avec l'énergie, et sont seulement caractéristiques de la longueur de diffusion. La figure 4.11 représente les positions des nœuds et des extrêma de la composante $\psi_{3,3,6,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R)$ entre $30 a_0$ et $50 a_0$, en fonction du champ magnétique, dans l'intervalle étudié 7 G - 30 G.

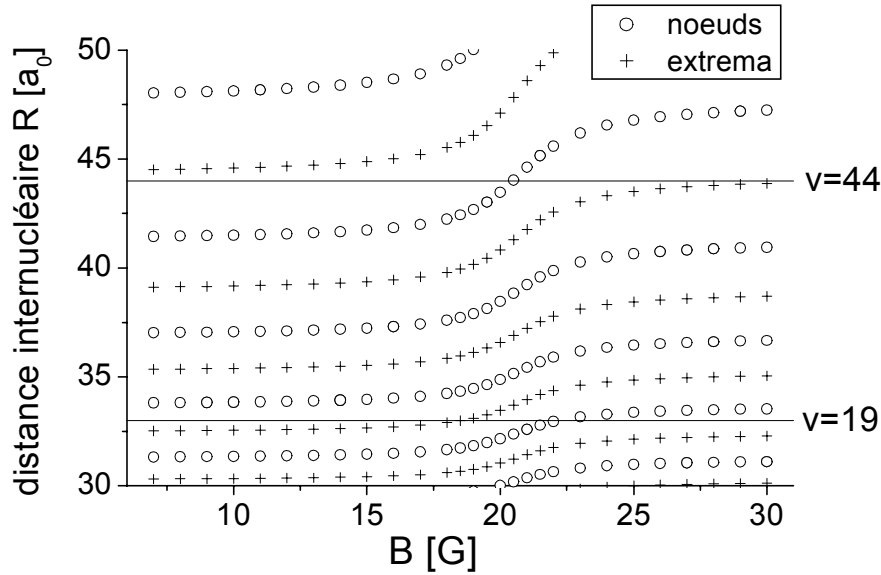


FIG. 4.11 – Variation des positions des nœuds et des extrêma de la fonction d'onde radiale $\psi_{3,3,6,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R)$ situées entre $30 a_0$ et $50 a_0$, en fonction du champ magnétique entre 7 G et 30 G. Le calcul a été effectué en considérant une énergie de collision $E = 50 \mu\text{K}$. Les points externes de Condon ont été représentés en trait plein pour les deux niveaux vibrationnels $v = 19$ ($R_+ \approx 33 a_0$) et $v = 44$ ($R_+ \approx 44 a_0$).

La figure 4.11 montre qu'au point externe de Condon du niveau vibrationnel $v = 44$, $R_+ \approx 44 a_0$, la composante radiale $\psi_{3,3,6,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R_+)$ subit un déphasage quasiment égal à π , lorsque le champ magnétique varie entre 7 G et 30 G : en effet, la distance internucléaire $R = R_+(v = 44) \approx 44 a_0$ correspond à la position d'un ventre¹⁵ de la composante $\psi_{3,3,6,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R)$ à 7 G, et à celle d'un ventre de signe opposé au précédent à 30 G (si par exemple le ventre à 7 G est un maximum pour

¹⁵La figure 4.11 montre que la position du ventre à 7 G est plutôt située à $R \simeq 44.5 a_0$.

$\psi_{3,3,6,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R)$, celui à 30 G est un minimum). Par ailleurs, à cette même position, la composante $\psi_{3,3,6,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R)$ s'annule vers 20 G.

4.4.3.3 Conséquence sur le recouvrement des fonctions d'onde radiales de l'état fondamental et de l'état excité. Interprétation partielle des spectres des figures 4.6 et 4.7

Le taux de photoassociation calculé fait intervenir en général les intégrales de recouvrement entre les fonctions radiales du potentiel 0_g^- et les cinq composantes radiales de la fonction d'onde totale. Dans le domaine de validité de l'approximation dite delta (distance internucléaire "grande", typiquement $|\delta| \lesssim 30 \text{ cm}^{-1}$), ces intégrales peuvent être évaluées au point de Condon externe R_+ associé au niveau vibrationnel excité du potentiel 0_g^- . Pour le niveau vibrationnel $v = 44$ ($R_+ \approx 44 a_0$), cette approximation peut être raisonnablement envisagée (même si à cette distance interatomique, la composante libre oscille encore à une fréquence relativement grande). Pour simplifier, on se placera dans le cadre de cette approximation : la comparaison des différents intégrales de recouvrement en sera facilitée.

La figure 4.12 montre les composantes radiales de la fonction d'onde de collision sur les voies 1, 2 et 4 ainsi que la fonction d'onde radiale du niveau vibrationnel $v = 44$ du potentiel 0_g^- , que l'on notera $\psi_{v=44, 0_g^-}^{vib}$, pour deux valeurs de champ magnétique : 20 G et 30 G. Les deux autres composantes radiales de la fonction d'onde de collision, *i.e.* celles associées aux voies 3 et 5, ont une contribution négligeable et n'ont de ce fait pas été tracées. Afin de comparer les différentes intégrales de recouvrement, la fonction d'onde radiale $\psi_{v=44, 0_g^-}^{vib}$ a été représentée sur les voies 1, 2 et 4. Cette fonction d'onde étant indépendante du champ magnétique, son amplitude et sa phase ne varient pas avec le champ magnétique. Il n'en est pas de même pour les composantes radiales de la fonction d'onde de collision. La figure 4.12 met en évidence la variation de l'amplitude des composantes liées (voies 2 et 4) et libre (voie 1) avec le champ magnétique. Par ailleurs, elle montre le déphasage de la composante libre induit par la variation du champ magnétique. Les intégrales de recouvrement intervenant dans le calcul du taux de photoassociation varient par conséquent avec le champ magnétique, suite à deux effets conjoints. Le premier est lié à la modification de l'amplitude des composantes radiales par le champ magnétique, le deuxième est lié à la modification du déphasage de la composante libre.

Au vu de la figure 4.12, on constate qu'au voisinage de $R = R_+(v = 44)$ (voir ligne en pointillé), les intégrales de recouvrement entre les composantes liées des voies 2 et 4 et la fonction d'onde $\psi_{v=44, 0_g^-}^{vib}$ sont non nulles et diminuent entre 20 G et 30 G (en raison de la diminution de l'amplitude des composantes liées entre 20 G et 30 G). En revanche, l'intégrale de recouvrement entre la composante libre (voie 1) et $\psi_{v=44, 0_g^-}^{vib}$ augmente entre 20 G et 30 G, suite à la variation du déphasage : la composante $\psi_{3,3,6,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R)$ présente un nœud au voisinage de $R = R_+(v = 44)$ vers 20 G, alors qu'elle possède un minimum vers 30 G. Ceci avait déjà été mis en évidence sur la figure 4.11. Par ailleurs, l'augmentation de l'intégrale de recouvrement entre la composante libre et $\psi_{v=44, 0_g^-}^{vib}$ est plus importante que la diminution de l'ensemble des intégrales de recouvrement mettant en jeu les composantes liées (voir les variations relatives des différentes amplitudes sur la figure 4.12).

Par conséquent, au voisinage de la position $R = R_+(v = 44) \approx 44 a_0$, la composante radiale associée à la voie 1, *i.e.* $\psi_{3,3,6,M_{F_t},\epsilon,\ell}^{vib}(R)$ est prédominante par rapport aux autres dans le calcul des

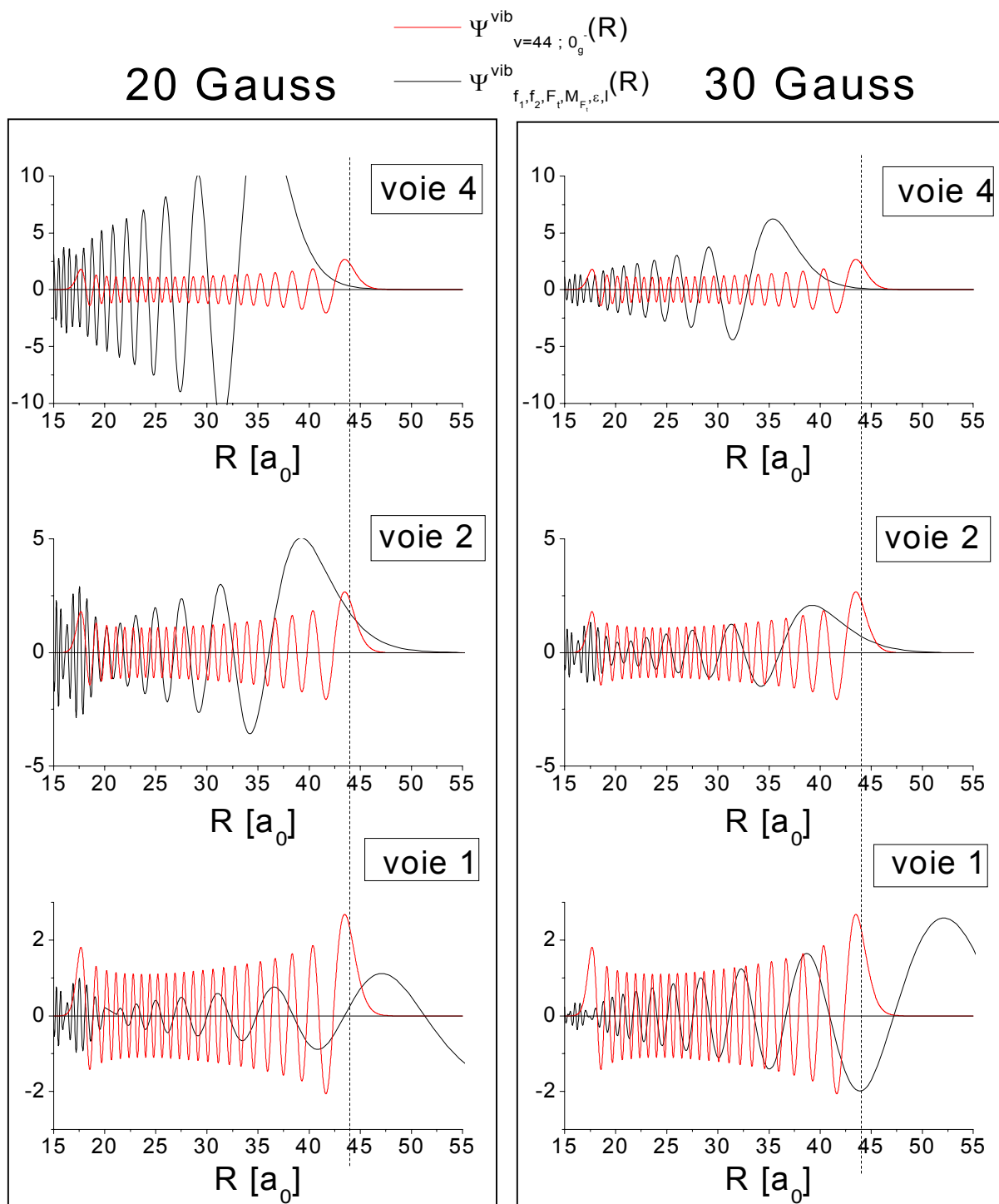


FIG. 4.12 – Représentation en noir, des composantes radiales sur les voies 1, 2, et 4 de la fonction d'onde de collision, et en rouge celle de la fonction d'onde radiale du niveau vibrationnel $v = 44$ du potentiel 0_g^- . Les fonctions d'onde ont été tracées pour deux valeurs de champ magnétique : 20 G et 30 G. Les contributions des composantes radiales sur les voies 3 et 5 sont négligeables. La ligne en pointillés représente le point de Condon externe du niveau vibrationnel $v = 44$, soit $R_+ \simeq 44 a_0$.

intégrales de recouvrement. Les variations du signal de photoassociation pour le niveau vibrationnel $v = 44$ en fonction du champ magnétique peuvent alors être interprétées comme résultats de la modification du déphasage de la composante libre (voie 1).

Dans cette situation, on s'attend à ce que le signal de photoassociation vers le niveau vibrationnel $v = 44$, soit minimal vers 20 G (le minimum est non nul car les intégrales de recouvrement associées aux voies 2 et 4 sont strictement positives) et qu'il soit maximal vers 7 G et 30 G. Ceci s'avère vérifié par les observations effectuées à 7 G, 18 G, et 30 G, et présentées sur les figures 4.6 (voir ligne en pointillée pour $v = 44$) et 4.7.

Si le raisonnement simple précédent pour le niveau vibrationnel $v = 44$ semble raisonnable pour interpréter les spectres 4.6 et 4.7, il est en revanche difficile à appliquer pour l'interprétation du spectre $v = 19$ de la figure 4.7. D'une part, pour ce niveau, l'approximation delta n'est en toute rigueur pas valable, et on ne peut plus évaluer l'intégrale de recouvrement localement au point de Condon externe. D'autre part, l'amplitude de la composante libre semble avoir un effet sur le recouvrement, qu'il faut considérer en concomitance avec celui du déphasage. Pour interpréter le spectre de la figure 4.7, le calcul complet des intégrales de recouvrement s'avère alors nécessaire.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté et interprété une expérience de photoassociation réalisée en présence d'un champ magnétique sur des atomes polarisés dans l'état fondamental $f = 3, m_f = +3$. Des effets dus à l'existence d'une résonance de Feshbach large ont été observés sur le signal de photoassociation, lorsque le champ magnétique varie dans l'intervalle 7 G - 30 G. La spectroscopie de photoassociation permet d'obtenir des informations sur la fonction d'onde de collision pour toute distance interatomique supérieure typiquement à $25 a_0 \approx R_+(v = 0)$ (correspondant à $|\delta| < 80 \text{ cm}^{-1}$ d'après la figure 4.5). Pour des distances internucléaires supérieures à $40 a_0$ (soit $|\delta| < 30 \text{ cm}^{-1}$), la modulation spatiale de la fonction d'onde de collision est corrélée à la valeur de la longueur de diffusion. Ainsi, conformément aux prédictions théoriques [93], nous avons observé un déphasage de la fonction d'onde à longue distance, dépendant du champ magnétique, ce qui est symptomatique de la variation de la longueur de diffusion due au phénomène de résonance de Feshbach. De plus, nous avons mesuré un déphasage variant approximativement de π , lorsque le champ magnétique passe de 7 G à 30 G. Ceci signifie que dans cette gamme de champ magnétique, on peut contrôler continûment la longueur de diffusion de l'état $f = 3, m_f = +3$ entre une valeur "très grande" et négative et une valeur "très grande" et positive, en passant par 0 au voisinage de 18 G. Ces résultats expérimentaux ont été analysés à l'aide d'une méthode asymptotique. Le traitement de l'état de collision $f = 3, m_f = +3$ fait intervenir cinq équations couplées. Le résolution de ce système par la méthode asymptotique permet notamment de déterminer la longueur de diffusion à partir de la connaissance des paramètres décrivant les interactions électrostatiques et d'échange, et de calculer les fonctions d'onde vibrationnelles associées à cet état de collision sur les cinq voies. L'application de cette méthode a permis d'interpréter qualitativement les spectres mesurés.

Au voisinage d'une résonance de Feshbach (zone où la divergence de la longueur de diffusion se produit), plusieurs études [86, 93, 104, 166] ont révélé une augmentation des taux de collisions inélastiques à N-corps. En effet, une résonance de Feshbach contribue à l'augmentation de l'amplitude de la fonction d'onde de collision en "région interne" : les atomes ont une probabilité plus

grande d'être l'un près de l'autre. Ainsi, au voisinage d'une résonance de Feshbach, on peut s'attendre à une augmentation du signal de photoassociation vers des niveaux vibrationnels de plus en plus profonds (associés à des nombres v de plus en plus petits) du potentiel moléculaire excité. Ces états liés se désexcitent majoritairement vers des états liés du potentiel moléculaire fondamental, conduisant ainsi à la formation de molécules froides. De ce fait la photoassociation constitue un outil intéressant pour contrôler l'augmentation des taux de collisions inélastiques à N-corps, ainsi que celle du taux de molécules froides produites, au voisinage d'une résonance de Feshbach.

Conclusion

Au cours de ce travail de thèse, nous avons mis au point un piège non dissipatif pour des atomes de césium dans l'état Zeeman de plus basse énergie, l'état $f = 3, m_f = +3$. Ce piège, dit piège mixte, combine à la fois une force magnétique suivant la direction verticale et une force optique dans le plan horizontal, réalisée au moyen d'un faisceau lumineux issu d'un laser Nd :YAG. Avant leur transfert dans le piège mixte, les atomes sont refroidis préalablement à une température voisine de $10 \mu\text{K}$ dans un piège magnéto-optique contenant de l'ordre de 10^7 atomes. A l'issue du chargement du piège mixte, environ 15 % des atomes issus du piège magnéto-optique, soit quelques millions d'atomes, sont confinés dans le piège mixte. Les caractéristiques de ce piège peuvent sans doute être améliorées, mais à ce stade, il est important de bien comprendre les limites et les obstacles que nous rencontrons et allons rencontrer. Tout d'abord, les résultats expérimentaux présentés dans ce mémoire (chapitre 3) sont acquis à partir d'une caméra CCD nécessitant un temps de pose relativement long ($\sim 2 \text{ ms}$) et à partir d'une imagerie de fluorescence. La faible sensibilité de cette caméra limite l'exploitation quantitative des résultats aux temps longs, en raison de l'insuffisance du rapport signal sur bruit. A court terme, l'emploi d'une caméra plus sensible couplée à une imagerie d'absorption (qui est plus adaptée à l'observation d'atomes confinés dans ce type de piège) va permettre un meilleur diagnostic du piège. Cependant, nous avons pu donner et déjà dégager un certain nombre de caractéristiques du piège, comme la durée de vie τ (telle que $\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau}$) et le régime collisionnel des atomes au sein du piège.

Actuellement, la limitation majeure du piège est sa durée de vie qui n'excède pas 4 s. La cause la plus évidente pourrait être la mauvaise qualité du vide régnant dans l'enceinte, information qui nous manque à l'heure actuelle. Afin de tester cette hypothèse, on envisage de réaliser le piégeage d'atomes polarisés dans l'état Zeeman $f = 3, m_f = -3$ dans un piège magnétique, et mesurer la durée de vie ainsi obtenue. Si celle-ci s'avère du même ordre de grandeur que celle obtenue pour le piège mixte, la mauvaise qualité du vide sera à l'origine des faibles durées de vie mesurées. Nous avons montré que les processus de dépolarisation (processus Raman) sont négligeables sur l'échelle de temps correspondant à la durée de vie du piège ($\sim 4 \text{ s}$) et ne sont donc pas responsables de la faible durée de vie. Par ailleurs, en ce qui concerne les pertes entre atomes du piège¹⁶ (décrites par une loi du type $\frac{dN}{dt} = -\beta n N$), il est légitime de s'interroger sur un effet éventuel du faisceau Nd :YAG. Les quelques mesures réalisées ne nous ont pas permis d'apporter des réponses claires à ce sujet, en raison notamment d'un mauvais rapport signal à bruit. A ce stade, des calculs numériques précis tenant compte de la densité des atomes, et de l'intensité du faisceau Nd :YAG

¹⁶L'équipe de R. Grimm a en effet observé une augmentation des pertes d'atomes de césium en présence d'un faisceau lumineux de longueur d'onde $1.064 \mu\text{m}$ [67]. Dans leur expérience, ce faisceau est utilisé pendant la phase d'évaporation forcée de 15 s environ. Au cours de cette phase, ce faisceau est rapidement atténué. De ce fait, les pertes engendrées ne sont pas suffisantes pour empêcher la condensation de se produire.

sont nécessaires pour estimer le taux de photoassociation produit par un tel faisceau dans les conditions de l'expérience. Si ce phénomène s'avère être à l'origine de pertes entre atomes piégés, on pourra envisager les solutions suivantes : diminuer l'intensité du faisceau Nd :YAG au cours de l'évaporation, ou de manière plus radicale, utiliser un autre laser présentant des désaccords plus grands par rapport aux transitions atomiques que le laser Nd :YAG, comme par exemple le laser CO₂. Enfin, l'hypothèse de l'existence d'un chauffage dû aux fluctuations des champs magnétiques ou du faisceau Nd :YAG peut être soulevée. L'étude d'un chauffage éventuel nécessite des mesures de températures aux temps "longs", ce qu'il n'a pas été possible de faire jusqu'à présent à cause du système d'imagerie actuel.

En outre, nous avons mis en évidence le régime collisionnel des atomes au sein du piège à partir d'une analyse des oscillations de la taille du nuage, en fonction du champ magnétique. La gamme de champ magnétique explorée, typiquement 20 G - 90 G (valeur du champ magnétique au centre du piège), permet d'atteindre des longueurs de diffusion comprises entre 300 a_0 et 1400 a_0 . Plus particulièrement, nous nous sommes intéressés à la fréquence et au taux d'amortissement de ces oscillations, dont les valeurs dépendent du taux de collisions élastiques. Au vu de cette étude, les conditions expérimentales actuelles ne permettent pas d'atteindre, par augmentation de la longueur de diffusion, un régime où le taux de collisions est élevé. La raison principale est l'insuffisance de la densité au sein de l'échantillon atomique, qui varie comme $N/T^{3/2}$ où N est le nombre d'atomes et T la température. Les mesures réalisées sur la température¹⁷ semblent indiquer que cette dernière reste comprise entre 5 et 10 μ K. Par ailleurs, aucun effet de refroidissement n'a été observé. Dans ce domaine de température, la section efficace de collisions élastiques est peu sensible à une variation de la longueur de diffusion dans la gamme étudiée 300 a_0 - 1400 a_0 . Ceci montre que le régime à énergie nulle où la section efficace de collisions élastiques est décrite par $\sigma = 8\pi a^2$ n'est pas atteinte. Des mesures directes sur la densité, et sur la température aux temps longs manquent actuellement à nos données pour étayer ces premiers résultats. Le nouveau système d'imagerie actuellement en cours de développement permettra à l'avenir de préciser les conditions expérimentales (nombre d'atomes, densité, température), et donc une meilleure analyse des données.

Un régime où le taux de collisions élastiques est grand est favorable au refroidissement évaporatif. Pour augmenter le taux de collisions dans le piège, on pourrait envisager de baisser la température des atomes avant leur transfert dans le piège. Ceci contribuerait également à augmenter l'efficacité de chargement du piège, et donc à augmenter le nombre d'atomes dans le piège. Pour ce faire, une méthode de refroidissement optique, comme le refroidissement par bandes latérales pourrait avantageusement être mise à profit (cf chapitre 1). Cette méthode a fait ses preuves par le passé puisqu'elle a permis de produire des échantillons d'atomes à la fois denses ($\sim 10^{12}$ atomes/cm³) et froids (\sim quelques microkelvins) [78].

Nous avons également développé une simulation de type Monte Carlo sur le refroidissement évaporatif dans notre piège. Nous souhaitons étudier la possibilité d'utiliser la technique des ondes micro-ondes pour atteindre le régime de dégénérescence quantique dans notre expérience. Cette technique appliquée à notre piège ne permet de réaliser qu'un refroidissement à une dimension, ce qui limite fortement l'efficacité du processus d'évaporation par rapport au cas à trois dimensions. La possibilité de modifier la longueur de diffusion a par le champ magnétique peut être avantageuse-

¹⁷Les mesures de température ont été réalisées au mieux jusqu'à une seconde après l'instant du chargement dans le piège. Au-delà, le rapport signal sur bruit devient insuffisant pour les mesures.

ment exploitée. Les résultats obtenus montrent que par un choix judicieux du couple de paramètres (η, a) ($\eta = E_t / (k_B T_z)$) où E_t est l'énergie de troncature du potentiel suivant la direction (Oz)), il est possible de gagner trois ordres de grandeur dans l'espace des phases en un temps voisin de 10 s, à condition de partir d'une densité initiale dans l'espace des phases suffisamment élevée, voisine de 10^{-4} . Si à première vue, ces résultats semblent optimistes pour que l'on puisse envisager un tel refroidissement évaporatif, il faut garder à l'esprit les limites du modèle, qui entre autres ne prend pas en compte les pertes possibles, comme les pertes à trois corps. Or au vu des résultats de R. Grimm, ces pertes nuisent fortement à l'efficacité du processus évaporatif. A terme, il sera peut être nécessaire d'augmenter la dimensionalité de l'évaporation dans notre piège, en combinant par exemple l'évaporation micro-onde 1D envisagée à une évaporation optique 2D. Cette dernière pourra être réalisée en diminuant progressivement la puissance du faisceau Nd :YAG au cours du processus d'évaporation.

Le dernier chapitre concerne un travail plus théorique mené en collaboration avec Anne Crubellier. Il porte sur l'analyse d'une expérience de photoassociation effectuée sur des atomes polarisés dans l'état $f = 3, m_f = +3$ pour différentes valeurs du champ magnétique. Les résultats de cette expérience et de l'analyse qui en découle, sont d'un grand intérêt pour notre expérience car ils permettent de comprendre quantitativement le rôle du champ magnétique dans les processus collisionnels. L'analyse de l'expérience de photoassociation utilise une méthode asymptotique développée par Anne Crubellier permettant en particulier de déterminer le coefficient de van der Waals C_6 et les longueurs de diffusion. Dans l'expérience décrite dans le dernier chapitre et à laquelle je n'ai pas participé, des effets liés à l'existence d'une résonance de Feshbach ont été observés sur le signal de photoassociation, lorsque le champ magnétique varie de 7 G à 30 G. La spectroscopie de photoassociation à un photon permet d'obtenir des informations sur la fonction d'onde de collision. En particulier elle renseigne sur son déphasage, caractéristique de la longueur de diffusion aux "grandes" distances internucléaires (typiquement supérieures à $40 a_0$). Ainsi, une variation du déphasage d'une valeur voisine de π a été mesurée lorsque le champ magnétique varie de 7 G à 30 G. Ceci met en évidence que les longueurs de diffusion associées à ces deux valeurs de champ magnétique sont proches en valeur absolue, mais ont des signes opposés, conformément aux observations expérimentales [167]. Par application de la méthode asymptotique, les composantes radiales de la fonction d'onde de collision associée à l'état $f = 3, m_f = +3$ ainsi que la longueur de diffusion ont pu être déterminées dans l'intervalle de champ magnétique étudié 7 G - 30 G, ce qui a permis une interprétation des résultats de l'expérience.

En conclusion, ce travail constitue une nouvelle étape vers la condensation de Bose-Einstein du césium, dont la preuve a été apportée par le groupe de R. Grimm à Innsbruck en octobre 2002. Notre expérience, tout en comportant des similitudes avec l'expérience d'Innsbruck, propose une voie alternative reposant sur un dispositif expérimental différent. En particulier, le laser utilisé dans notre montage est un laser Nd :YAG, tandis que celui utilisé par le groupe de R. Grimm est un laser CO₂.

Depuis octobre 2002, il est permis d'envisager de nouvelles recherches vers un condensat moléculaire de césium, d'autant plus que cet atome possède les qualités requises qui font de lui un candidat idéal. D'une part, la technique de photoassociation s'applique très bien à cet atome. D'autre part, le césium possède de nombreuses résonances de Feshbach qui peuvent être mises à profit pour créer un couplage entre les états atomique et moléculaire. Actuellement, quelques équipes travaillent à

la formation de molécules ultra froides, à partir d'un condensat de Bose-Einstein atomique. Ces recherches ouvrent des perspectives sur la production d'un condensat moléculaire. Wynar *et al.* [175] ont été les premiers à suggérer la formation de molécules "presque au repos" (possédant des vitesses de quelques millimètres par seconde). Après avoir appliqué de manière cohérente un processus photoassociatif à deux photons (processus Raman stimulé) à des atomes issus d'un condensat de ^{87}Rb , ils ont observé une perte d'atomes au sein de leur condensat, et en ont déduit la formation de molécules dans un seul état vibrationnel faiblement lié. Donley *et al.* [51] ont également mis en évidence la conversion entre atomes issus d'un condensat de ^{85}Rb et molécules, au voisinage d'une résonance de Feshbach, à partir d'une séquence de deux pulses magnétiques. Très récemment, des molécules ont été formées à partir de condensats de ^{87}Rb [56] et de ^{133}Cs [82] (équipe de R. Grimm), grâce à la présence d'une résonance de Feshbach, et ont pu être détectées. Dans [82], Herbig *et al.* ont obtenu un échantillon moléculaire de 3000 molécules de Cs_2 à une température de quelques nanokelvins. Ceci correspond à des températures environ 1000 fois plus petites que celles mesurées jusqu'à présent sur des molécules ultrafroides. Dans le domaine de recherche sur les atomes fermioniques, Regal *et al.* [129] ont démontré la formation de molécules bosoniques ultrafroides de $^{40}\text{K}_2$, à partir d'un gaz de fermions dégénéré. Pour ce faire, ils ont mis à profit l'existence d'une résonance de Feshbach pour créer un tel couplage. Des expériences similaires sur des atomes fermioniques ^6Li conduisant à la formation de molécules ultrafroides Li_2 sont également réalisées dans le groupe de C. Salomon au laboratoire Kastler Brossel [18, 43] et dans celui de R. Grimm [88]. Un nouveau domaine de recherche sur des systèmes plus complexes ouvrant la voie vers le condensat moléculaire a vu le jour. Les expériences précédentes, très prometteuses, en sont la démonstration même.

Annexe A

Calcul semi-classique du déplacement lumineux

Le potentiel dipolaire appelé aussi déplacement lumineux résulte de l'interaction dispersive entre le moment dipolaire induit de l'atome et le champ électrique d'une onde lumineuse. On considérera dans cette annexe un champ laser fortement hors résonance par rapport aux transitions atomiques. Dans ce cas, la force de pression de radiation due à l'absorption de photons est négligeable devant la force dipolaire : la première varie en $1/\delta^2$, tandis que la deuxième varie en $1/\delta$, où δ représente le désaccord de la lumière par rapport à la transition atomique considérée. Plusieurs approches permettent d'expliquer l'origine de la force dipolaire. On peut citer principalement l'approche semi-classique qui fait intervenir la polarisabilité de l'atome et dans laquelle le champ électromagnétique est décrit classiquement [37, 47, 105], et l'approche quantique de "l'atome habillé" [46, 35] dans laquelle le système à étudier est constitué de l'ensemble "atome-champ laser". On se propose dans une première partie de déterminer par une approche semi-classique l'expression générale du potentiel lumineux en tenant compte de la structure multi-niveaux de l'atome. Dans une deuxième partie, on se placera dans le cadre de notre expérience en considérant le cas du laser Nd :YAG et de l'atome de césium (et plus généralement tous les cas où la structure hyperfine n'est pas résolue). On étudiera notamment l'effet de la polarisation du laser sur le déplacement lumineux, ce qui permettra d'aboutir aux résultats issus de la référence [68].

A.1 Origine classique de la force dipolaire et du taux de diffusion

Dans ce modèle, explicité notamment dans [68], on considère l'atome comme un simple oscillateur soumis à une radiation lumineuse. Le champ électrique \vec{E} correspondant induit sur l'atome un moment dipolaire électrique \vec{d} qui oscille à la pulsation du champ électrique ω_L . En utilisant la notation complexe habituelle, on écrit $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{\varepsilon} \tilde{E}(\vec{r}) \exp(-i\omega_L t) + c.c.$ et $\vec{d}(\vec{r}, t) = \vec{\varepsilon} \tilde{d}(\vec{r}) \exp(-i\omega_L t) + c.c.$ où $\vec{\varepsilon}$ désigne le vecteur unitaire de polarisation du champ. Les amplitudes complexes \tilde{d} et \tilde{E} sont reliées par la polarisabilité complexe α :

$$\tilde{d} = \alpha \tilde{E} \tag{A.1}$$

Le potentiel d'interaction du moment dipolaire électrique induit \vec{d} avec le champ électrique \vec{E} s'écrit alors :

$$U_{dip}(\vec{r}) = -\frac{1}{2} \left\langle \vec{d} \cdot \vec{E} \right\rangle = -\frac{1}{2\varepsilon_0 c} \operatorname{Re}(\alpha) I(\vec{r}) \quad (\text{A.2})$$

où l'intensité I est reliée au champ par $I = 2\varepsilon_0 c \left| \tilde{E} \right|^2$. Les crochets représentent la moyenne temporelle, et le facteur $\frac{1}{2}$ prend en compte le fait que le moment dipolaire est induit et non permanent. La force dipolaire, conservative, qui dérive de ce potentiel s'écrit donc :

$$\vec{F}_{dip}(\vec{r}) = -\vec{\nabla} U_{dip}(\vec{r}) = \frac{1}{2\varepsilon_0 c} \operatorname{Re}(\alpha) \vec{\nabla} I(\vec{r}) \quad (\text{A.3})$$

expression qui montre que cette force est proportionnelle au gradient de l'intensité lumineuse.

De plus, la partie imaginaire de la polarisabilité donne lieu à des cycles d'absorption de la puissance par l'oscillateur et de ré-émissions radiatives. La puissance absorbée vaut alors :

$$P_{abs}(\vec{r}) = \left\langle \left(\frac{d}{dt} \vec{d} \right) \cdot \vec{E} \right\rangle = \frac{\omega_L}{\varepsilon_0 c} \operatorname{Im}(\alpha) I(\vec{r}) \quad (\text{A.4})$$

En considérant le faisceau laser comme un flux de photons d'énergie $\hbar\omega_L$, la puissance absorbée peut être interprétée en terme de cycles d'absorption-émission spontanée. Le taux de diffusion $\Gamma_{diff}(\vec{r})$ s'écrit :

$$\Gamma_{diff}(\vec{r}) = \frac{P_{abs}}{\hbar\omega_L} = \frac{1}{\hbar\varepsilon_0 c} \operatorname{Im}(\alpha) I(\vec{r}) \quad (\text{A.5})$$

Les expressions (A.2), (A.5) sont valables pour n'importe quel atome neutre polarisable dans un champ électrique oscillant, quelque soit la pulsation laser ω_L considérée.

A.2 Calcul de la polarisabilité

A.2.1 Modèle classique de Lorentz

La polarisabilité α peut s'obtenir par le modèle classique de Lorentz où l'on décrit l'électron de masse m_e et de charge $-e$ comme élastiquement lié au noyau et vibrant à la pulsation ω_0 qui correspond à la pulsation de la transition optique. On introduit un taux d'amortissement $\Gamma_{\omega_L} = \frac{e^2 \omega_L^2}{6\pi\varepsilon_0 m_e c^3}$ qui décrit la radiation dipolaire de l'électron oscillant. Il résulte de la résolution de l'équation du mouvement de l'électron $\ddot{x} + \Gamma_{\omega_L} \dot{x} + \omega_0^2 x = -eE(t)/m_e$ avec $d = -ex$, que :

$$\alpha = \frac{e^2}{m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega_L^2 - i\omega_L \Gamma_{\omega_L}} \quad (\text{A.6})$$

En introduisant le coefficient d'amortissement à résonance $\Gamma \equiv \Gamma_{\omega_0} = \left(\frac{\omega_0}{\omega_L} \right)^2 \Gamma_{\omega_L}$ il vient :

$$\alpha = 6\pi\varepsilon_0 c^3 \frac{\Gamma/\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega_L^2 - i(\omega_L^3/\omega_0^2)\Gamma} \quad (\text{A.7})$$

Cependant, dans le cas d'intensités lumineuses trop élevées, c'est à dire à saturation, l'état excité peut être fortement peuplé, et l'expression classique de la polarisabilité (A.7) n'est plus valable. Pour déterminer une expression de la polarisabilité valable à saturation, une approche semi-classique peut être considérée.

A.2.2 Modèle semi-classique. Théorie des perturbations dépendantes du temps.

A.2.2.1 Atome à plusieurs niveaux

Dans le cadre d'une approche semi-classique, on peut effectuer un calcul quantique de la polarisabilité par l'intermédiaire de la théorie des perturbations dépendant du temps [79] en traitant le champ \vec{E} classiquement (un champ laser est bien décrit par un champ classique [35]). On considère l'état fondamental de l'atome, que l'on note $|g\rangle$, couplé à n états excités notés $\{|e_1\rangle, |e_2\rangle, \dots, |e_n\rangle\}$. L'hamiltonien total s'écrit :

$$H = H_0 - \vec{d} \cdot \vec{E} - i\hbar \frac{\overline{\overline{\Gamma_{\mathbf{e},\mathbf{g}}}}}{2} \quad (\text{A.8})$$

où H_0 est l'hamiltonien atomique, $\overline{\overline{\Gamma_{\mathbf{e},\mathbf{g}}}}$ est l'opérateur représentant les largeurs naturelles des états excités $\{\Gamma_{e_1,g}, \Gamma_{e_2,g}, \dots, \Gamma_{e_n,g}\}$. En fait l'instabilité de l'état excité $|e_i\rangle$, due à l'émission spontanée, peut souvent être décrite par l'adjonction d'une partie imaginaire, $-i\hbar \frac{\Gamma_{e_i,g}}{2}$, à l'énergie $E_{e_i} = \hbar\omega_{e_i}$ de cet état (en prenant $E_g = 0$), de telle sorte que la représentation de l'opérateur $H_0 - i\hbar \frac{\overline{\overline{\Gamma_{\mathbf{e},\mathbf{g}}}}}{2}$ s'écrit dans la base des états propres de H_0 , $\{|e_1\rangle, |e_2\rangle, \dots, |e_n\rangle, |g\rangle\}$:

$$\hbar \begin{pmatrix} \omega_{e_1} - i\frac{\Gamma_{e_1,g}}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \ddots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \omega_{e_n} - i\frac{\Gamma_{e_n,g}}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

Par un calcul perturbatif au premier ordre en E , (voir par exemple le complément AXIII de la référence [33]), on peut montrer que la polarisabilité peut s'écrire en fonction des éléments de matrice dipolaire entre les différents états excités $\{|e_i\rangle\}_i$, et l'état fondamental $|g\rangle$, la somme sur e faisant intervenir tous les états excités $|e_i\rangle$ couplés à l'état fondamental par l'interaction dipolaire électrique :

$$\alpha(\omega_L) = \frac{2}{\hbar} \sum_e \frac{|\langle e | \vec{d} \cdot \vec{\varepsilon} | g \rangle|^2 \omega_e}{\omega_e^2 - \omega_L^2 - i\Gamma_{e,g}\omega_e} \quad (\text{A.10})$$

avec $\vec{\varepsilon}$ vecteur unitaire représentant la polarisation du champ électrique \vec{E} . La formule ci-dessus a été établie en supposant $\Gamma_{e,g} \ll \omega_L, \omega_e$.

Les expressions de $U_{dip}(\vec{r})$ et de $\Gamma_{diff}(\vec{r})$ se déduisent directement de (A.2), (A.5), (A.10), en

tenant compte du fait que $(\omega_e^2 - \omega_L^2)^2 \gg (\Gamma\omega_e)^2$:

$$\begin{aligned} U_{dip}(\vec{r}) &= -\frac{1}{\hbar\epsilon_0 c} I(\vec{r}) \sum_e \frac{|\langle e | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | g \rangle|^2 \omega_e}{\omega_e^2 - \omega_L^2} \\ &= -\frac{1}{2\hbar\epsilon_0 c} I(\vec{r}) \sum_e \left(\frac{|\langle e | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | g \rangle|^2}{\omega_e - \omega_L} + \frac{|\langle e | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | g \rangle|^2}{\omega_e + \omega_L} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

$$\Gamma_{diff}(\vec{r}) = \frac{2}{\hbar^2 \epsilon_0 c} I(\vec{r}) \sum_e \frac{|\langle e | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | g \rangle|^2 \omega_e^2 \Gamma_{e,g}}{(\omega_e^2 - \omega_L^2)^2} \quad (\text{A.12})$$

L'expression obtenue du taux de diffusion total Γ_{diff} (A.12) n'est rigoureusement valable que dans le cas particulier où le niveau fondamental est dégénéré. Dans ce cas, à l'issue d'un cycle d'absorption-émission spontanée, l'atome se retrouve nécessairement sur son état de départ, l'état $|g\rangle$.

Dans le cas plus général où le niveau fondamental comporte plusieurs états (niveaux hyperfins, états Zeeman d'un niveau hyperfin), le calcul du taux de diffusion total Γ_{diff} est plus complexe et fait intervenir des produits d'éléments de matrice dipolaire du type $\langle i | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon}_{diff}^* | e \rangle \langle e | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | g \rangle$ où $\vec{\epsilon}_{diff}$ représente le vecteur unitaire de polarisation de la lumière diffusée. L'expression (A.12) représente alors le taux de diffusion Rayleigh. Après un processus de diffusion Rayleigh, l'atome se retrouve dans son état initial. Le phénomène de diffusion conduisant à un changement d'état de l'atome ($|g\rangle \rightarrow |i\rangle$) est appelé diffusion Raman. Ces deux processus sont détaillés dans le chapitre 3. Cependant, pour une lumière fortement hors résonance, le taux de diffusion Rayleigh est très grand devant le taux de diffusion Raman. Ainsi, en général, le taux de diffusion total Γ_{diff} peut être évalué à partir de l'expression (A.12).

A.2.2.2 Atome à deux niveaux

Pour un atome à deux niveaux, les expressions précédentes se simplifient puisque l'on ne considère qu'un seul état excité $|e\rangle$ couplé à l'état fondamental $|g\rangle$, et donc une seule transition atomique de pulsation ω_0 . En remplaçant Γ par son expression en fonction de l'élément de matrice dipolaire $\langle e | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | g \rangle$, soit $\Gamma = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |\langle e | d | g \rangle|^2$, on retrouve l'expression classique de α (A.7) obtenu par le modèle de Lorentz. Loin de la saturation, les deux approches classique et semi-classique sont donc équivalentes. A saturation, l'expression classique (A.7) n'est plus valable, comme il en a été fait mention précédemment. Cependant dans le cas du piège dipolaire considéré ici, les lasers sont fortement hors résonance de telle sorte qu'on peut se contenter de l'approche classique. Les expressions générales du potentiel dipolaire (A.2) et du taux de diffusion (A.5) se déduisent directement de l'expression de α (A.7) et sont valables pour un laser situé très hors résonance et à très faible saturation :

$$U_{dip}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega_L} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega_L} \right) I(\vec{r}) \quad (\text{A.13})$$

$$\Gamma_{diff}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega_L}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega_L} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega_L} \right)^2 I(\vec{r}) \quad (\text{A.14})$$

On peut à ce stade considérer deux types de pièges dipolaires suivant la pulsation du laser ω_L :

Cas du FORT (far off resonant trap) :

Ce type de piège que l'on appelle FORT est réalisé à partir d'un champ lumineux tel que $|\delta| = |\omega_L - \omega_0| \ll \omega_0$. Dans ce cas, l'approximation du champ tournant s'applique et on obtient en posant $\omega_L/\omega_0 \approx 1$:

$$U_{dip}^{FORT}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3 \delta} I(\vec{r}) = \frac{\hbar \Gamma}{2} \frac{I(\vec{r})/I_{sat}}{4\delta/\Gamma} \quad (\text{A.15})$$

$$\Gamma_{diff}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\delta}\right)^2 I(\vec{r}) = \frac{\Gamma}{2} \frac{I(\vec{r})/I_{sat}}{4\delta^2/\Gamma^2} \quad (\text{A.16})$$

où on a introduit $I_{sat} = \frac{\hbar\Gamma\omega_0^3}{12\pi c^2}$, l'intensité de saturation de la transition atomique considérée.

Il est souvent pratique d'exprimer ces deux quantités en fonction de la pulsation de Rabi $\Omega(\vec{r})$ du champ au point \vec{r} , qui est reliée à l'intensité par $\Omega^2(\vec{r}) = \Gamma^2 \frac{I(\vec{r})}{2I_{sat}}$. Les expressions (A.15) et (A.16) peuvent alors être réécrites comme :

$$U_{dip}^{FORT}(\vec{r}) = \frac{\hbar\Omega^2(\vec{r})}{4\delta} \quad (\text{A.17})$$

$$\Gamma_{diff}(\vec{r}) = \Gamma \frac{\Omega^2(\vec{r})}{4\delta^2} \quad (\text{A.18})$$

Le taux de diffusion Γ_{diff} et le potentiel dipolaire U_{dip} sont alors reliés par une formule très simple :

$$\hbar\Gamma_{diff}(\vec{r}) = \frac{\Gamma}{\delta} U_{dip}^{FORT}(\vec{r}) \quad (\text{A.19})$$

Les deux équations (A.15) et (A.16) fournissent les points essentiels à la réalisation d'un FORT. Le signe du désaccord δ détermine la nature de l'interaction dipolaire : si il est négatif, les atomes sont alors attirés vers les régions de forte intensité lumineuse, alors que si il est positif, les atomes, au contraire, sont expulsés de la zone intense. Ces équations font également apparaître le rôle de l'intensité et de la valeur du décalage. La profondeur du potentiel varie en I/δ alors que le taux de diffusion varie en I/δ^2 . Ainsi les pièges dipolaires de type FORT sont généralement réalisés avec une forte intensité et un grand désaccord, afin d'avoir simultanément un faible taux de diffusion et un puits de potentiel relativement profond.

Cas du QUEST (quasi-electrostatic trap) :

Ce type de piège est réalisé à partir d'un champ lumineux vérifiant $\omega_L \ll \omega_0$. Ainsi, le champ électrique peut être considéré comme un champ quasi-statique, induisant un déplacement lumineux :

$$U_{dip}(\vec{r}) = -\alpha_{stat} \frac{I(\vec{r})}{2\epsilon_0 c} \quad (\text{A.20})$$

où α_{stat} désigne la polarisabilité statique ($\omega = 0$). Contrairement au cas du FORT, le potentiel dipolaire créé par un QUEST est indépendant du désaccord δ , et est donc toujours attractif.

En appliquant l'approximation quasi-statique $\omega_L \ll \omega_0$ aux équations (A.13) et (A.14), on obtient alors :

$$U_{dip}^{QUEST}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\omega_0} I(\vec{r}) \quad (\text{A.21})$$

$$\hbar\Gamma_{diff}(\vec{r}) = -2 \left(\frac{\omega_L}{\omega_0} \right)^3 \frac{\Gamma}{\omega_0} U_{dip}^{QUEST}(\vec{r}) \quad (\text{A.22})$$

En comparant les expressions précédentes avec leurs homologues établies pour un FORT, on a :

$$\left| \frac{U_{dip}^{QUEST}(\vec{r})}{U_{dip}^{FORT}(\vec{r})} \right| = 2 \frac{|\delta^{FORT}|}{\omega_0} \quad (\text{A.23})$$

$$\frac{\Gamma_{diff}(\vec{r})}{\Gamma_{diff}^{FORT}(\vec{r})} = 4 \left(\frac{\omega_L^{QUEST}}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\delta^{FORT}}{\omega_0} \right)^2 \quad (\text{A.24})$$

Par comparaison avec un FORT possédant un désaccord noté δ^{FORT} , le puits de potentiel dipolaire obtenu avec un champ lumineux de même intensité dans le cas du QUEST est $2 \frac{|\delta^{FORT}|}{\omega_0}$ fois plus petit. Des lasers de forte puissance doivent donc être utilisés afin de créer des pièges suffisamment profonds. Le laser CO₂ ($\lambda_L \simeq 10.6 \mu\text{m}$) qui peut fournir en régime continu des puissances de quelques kilowatts convient parfaitement à la réalisation d'un QUEST [150, 149].

Les processus de diffusion de lumière sont quasiment inexistantes au sein d'un QUEST, ce qui lui confère un très grand avantage par rapport au FORT : les taux de diffusion obtenus sont typiquement inférieurs à 10^{-3}s^{-1} . Ainsi un QUEST réalise un piège quasi-conservatif.

A.3 Application au cas de l'atome de césium

Dans le cas de l'atome de césium, l'état fondamental $6^2S_{1/2}$ se décompose en deux niveaux hyperfins $f = 3$ et $f = 4$ eux mêmes composés de plusieurs sous-niveaux magnétiques caractérisés par le nombre quantique m_f , projection de f sur un axe de quantification. A partir de l'état fondamental, la transition dipolaire électrique la plus importante est celle amenant à l'état électronique $6p$, qui comporte deux niveaux de structure fine $6^2P_{1/2}$ (raie D₁ de pulsation $\omega_{D_1} \simeq 2\pi \times 335 \text{ THz}$) et $6^2P_{3/2}$ (raie D₂ de pulsation $\omega_{D_2} \simeq 2\pi \times 352 \text{ THz}$).

Un calcul complet et général du potentiel dipolaire doit tenir compte de la structure hyperfine. Dans ce cadre-là, l'état fondamental dans la base hyperfine d'un atome polarisé dans un sous-niveau Zeeman m_f est caractérisé par les nombres quantiques $j = 1/2, f, m_f$. De même, on notera pour désigner les nombres quantiques de l'état excité $j' = 1/2$ pour la raie D₁, ou $3/2$ pour la raie D₂, f', m'_f . Les états $|g\rangle$ et $|e\rangle$ dans la formule (A.11) seront donc désignés respectivement par $|j, f, m_f\rangle$ et $|j', f', m'_f\rangle$.

Le calcul du déplacement lumineux nécessite la connaissance des éléments de matrice dipolaire $\langle e | \vec{d} \cdot \vec{\varepsilon} | g \rangle$ qui interviennent dans (A.11). En fait il est préférable d'exprimer $\vec{\varepsilon}$ en fonction des vecteurs unitaires $\vec{\varepsilon}_0, \vec{\varepsilon}_+, \vec{\varepsilon}_-$, qui définissent les polarisations π, σ^+, σ^- du laser par rapport à un axe de quantification. Par exemple lorsque l'axe de quantification choisi est l'axe (Oz), les vecteurs unitaires de polarisation s'écrivent $\vec{\varepsilon}_0 = \vec{e}_z, \vec{\varepsilon}_+ = -\frac{\vec{e}_x + i\vec{e}_y}{\sqrt{2}}, \vec{\varepsilon}_- = \frac{\vec{e}_x - i\vec{e}_y}{\sqrt{2}}$, correspondant

à la définition des composantes sphériques d'un opérateur vectoriel. Ce choix d'écriture facilite l'utilisation de théorèmes généraux comme celui de Wigner-Eckart, ce qu'on verra par la suite.

En notant alors $d_q^{[1]}$ la composante q de l'opérateur vectoriel $d^{[1]}$ associé à \vec{d} (q vaut 0 pour une polarisation π , +1 pour une polarisation σ^+ , -1 pour une polarisation σ^-), le théorème de Wigner-Eckart permet d'écrire [161, 57, 145] :

$$\left| \left\langle (6p)j', f', m'_f | d_q^{[1]} | (6s)j, f, m_f \right\rangle \right| = \left| (2f' + 1)(2f + 1) \begin{pmatrix} f & 1 & f' \\ -m_f & -q & m'_f \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} j & f & i \\ f' & j' & 1 \end{Bmatrix} \left\langle (6p)j' \parallel d^{[1]} \parallel (6s)j \right\rangle \right| \quad (\text{A.25})$$

où i qui représente le spin nucléaire de l'atome vaut $7/2$ dans le cas du césium.

A.4 Application au cas du laser Nd :YAG

Le laser Nd :YAG constitue un FORT pour des atomes de césium dans l'état fondamental, puisqu'il vérifie $|\omega_L - \omega_{D_1}| \simeq 0.16\omega_{D_1}$ et $|\omega_L - \omega_{D_2}| \simeq 0.20\omega_{D_2}$.

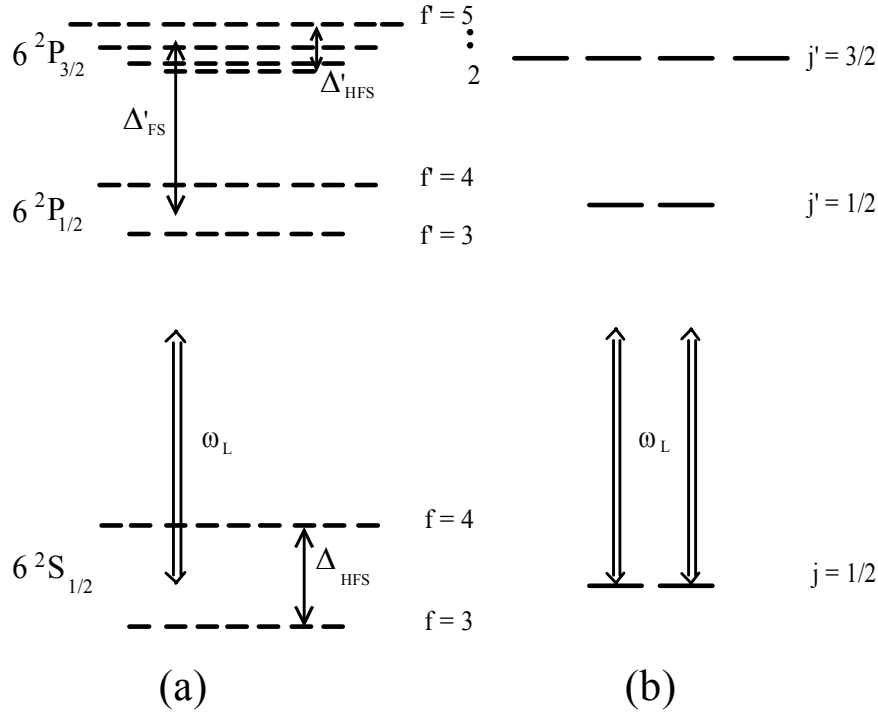


FIG. A.1 – Schémas des niveaux d'énergie de l'atome de césium : (a) structure hyperfine tenant compte du spin nucléaire $i = \frac{7}{2}$, (b) structure fine avec dans le cas du laser Nd :YAG $|\delta_1|, |\delta_2| \gtrsim \Delta'_{FS} \gg \Delta_{HFS}, \Delta'_{HFS}$

Les désaccords du laser Nd :YAG par rapport aux raies D_1 et D_2 ($\delta_1 = \omega_L - \omega_{D_1} = -2\pi \times 54$ THz et $\delta_2 = \omega_L - \omega_{D_2} = -2\pi \times 69$ THz) sont très grands devant les écarts en énergie dus à la

structure hyperfine des états $6^2S_{1/2}$ ($\Delta_{HFS} = 2\pi \times 9192$ MHz), $6^2P_{1/2}$ et $6^2P_{3/2}$ ($\Delta'_{HFS} = 2\pi \times 604$ MHz). Par conséquent, l'effet du YAG peut être calculé sans tenir compte de la structure hyperfine, comme l'illustre la figure A.1. Les décalages mis en jeu ne sont cependant pas suffisants pour que l'on puisse s'affranchir de la structure fine de l'état électronique excité $6p$ dont l'écart en énergie vaut $\Delta'_{FS} = 2\pi \times 16.6$ THz, du même ordre de grandeur que δ_1 et δ_2 . On envisagera par la suite dans le cadre de notre expérience seulement l'interaction d'un atome de césium avec un laser Nd :YAG, les calculs qui suivent restent cependant valables pour n'importe quel couple "alcalin-laser" tel que la structure hyperfine demeure non-résolue.

L'interaction avec le laser YAG fait donc seulement intervenir les transitions électroniques associées aux raies D_1 et D_2 , $j = \frac{1}{2} \rightarrow j' = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$. On peut alors calculer les déplacements lumineux des deux sous-niveaux de l'état fondamental $m_j = \pm \frac{1}{2}$, en tenant compte de la polarisation q du laser :

$$U_{dip}(\vec{r}) = -\frac{I(\vec{r})}{2\hbar\epsilon_0c} \sum_{m'_j} \left(\left| \left\langle (6p)j' = \frac{1}{2}, m'_j | d_q^{[1]} | (6s)j, m_j \right\rangle \right|^2 \left(\frac{1}{\omega_{D_1} - \omega_L} + \frac{1}{\omega_{D_1} + \omega_L} \right) + \left| \left\langle (6p)j' = \frac{3}{2}, m'_j | d_q^{[1]} | (6s)j, m_j \right\rangle \right|^2 \left(\frac{1}{\omega_{D_2} - \omega_L} + \frac{1}{\omega_{D_2} + \omega_L} \right) \right) \quad (\text{A.26})$$

Les éléments de matrice dipolaire intervenant dans l'expression précédente peuvent être évalués en utilisant le théorème de Wigner-Eckart :

$$\left| \left\langle (6p)j', m_j | d_q^{[1]} | (6s)j, m_j \right\rangle \right| = \left| \left\langle j, m_j, 1, q | j, 1, j', m_j \right\rangle \frac{\langle (6p)j' || d^{[1]} || (6s)j \rangle}{\sqrt{(2j'+1)}} \right| \quad (\text{A.27})$$

L'élément de matrice réduit $\langle (6p)j' || d^{[1]} || (6s)j \rangle$ se calcule en tenant compte du fait que l'opérateur dipolaire $d^{[1]}$ n'agit que sur la partie orbitale de l'électron. On trouve dans la littérature comme par exemple [57] :

$$\left| \left\langle (l', s')j' || d^{[1]} || (l, s)j \right\rangle \right| = \left| \delta(s', s) \sqrt{(2j'+1)(2j+1)} \begin{Bmatrix} l' & j' & s \\ j & l & 1 \end{Bmatrix} \left\langle l' || d^{[1]} || l \right\rangle \right| \quad (\text{A.28})$$

ce qui permet d'écrire :

$$\left(\frac{\langle (6p)j' || d^{[1]} || (6s)j \rangle}{\sqrt{(2j'+1)}} \right)_{j'=1/2}^{D_1} = \left(\frac{\langle (6p)j' || d^{[1]} || (6s)j \rangle}{\sqrt{(2j'+1)}} \right)_{j'=3/2}^{D_2} = \sqrt{\frac{3\pi\epsilon_0\hbar c^3\Gamma}{\omega_0^3}} \quad (\text{A.29})$$

où Γ , la largeur naturelle de la raie D_2 vaut $2\pi \times 5.22$ MHz, et $\omega_0 \equiv \omega_{D_2}$.

A.4.1 Polarisation π

Lorsque le laser possède une polarisation π ($q = 0$), il peut induire des transitions entre deux états de même nombre m_f . Le calcul de (A.26) se réduit donc aux calculs des éléments de matrice $\left\langle (6p)j' = \frac{1}{2}, m_j | d_0^{[1]} | (6s)j, m_j \right\rangle$ et $\left\langle (6p)j' = \frac{3}{2}, m_j | d_0^{[1]} | (6s)j, m_j \right\rangle$.

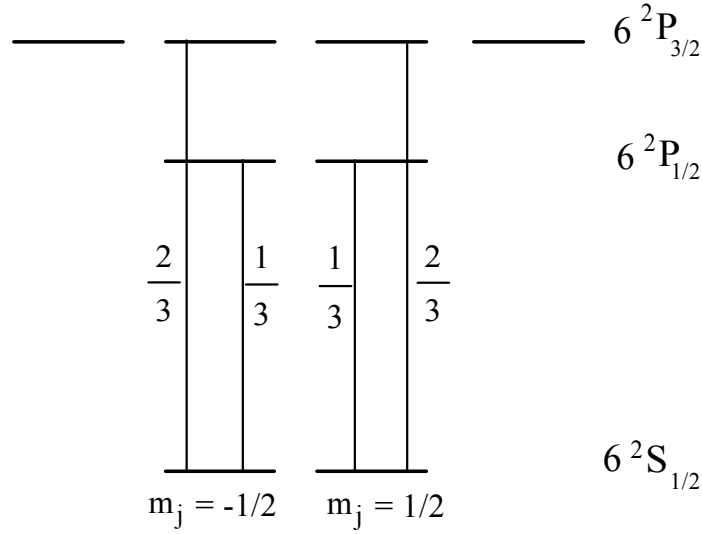


FIG. A.2 – Représentation des forces relatives des transitions π entre sous-niveaux Zeeman des raies D₁ et D₂.

Les coefficients de Clebsch-Gordan intervenant dans la formule (A.27) valent en considérant $q = 0$:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}, 1, 0 \middle| \frac{1}{2}, 1, \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle &= \pm \frac{1}{\sqrt{3}} \\ \left\langle \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}, 1, 0 \middle| \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}} \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

En raison de la symétrie des coefficients de Clebsch-Gordan, ce qu'illustre la figure A.2, les deux sous-états $m_j = \pm \frac{1}{2}$ de l'état fondamental sont soumis au même potentiel dipolaire. Il en résulte un décalage global en énergie de l'état fondamental d'une valeur :

$$U_{dip}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} I(\vec{r}) \left[\frac{2}{3} \left(\frac{1}{\omega_{D_2} - \omega_L} + \frac{1}{\omega_{D_2} + \omega_L} \right) + \frac{1}{3} \left(\frac{1}{\omega_{D_1} - \omega_L} + \frac{1}{\omega_{D_1} + \omega_L} \right) \right] \quad (\text{A.31})$$

On montrera par la suite que cette formule reste valable pour un laser polarisé linéairement se propageant suivant l'axe de quantification (donc forcément polarisé suivant une direction perpendiculaire à cet axe).

A.4.2 Polarisation σ^\pm

La situation est très différente de celle rencontrée au paragraphe précédent, puisque le laser polarisé σ^\pm peut induire des transitions $m_j \rightarrow m'_j = m_j \pm 1$. La symétrie précédente est maintenant brisée et le laser a pour effet de produire un décalage global en énergie et de lever la dégénérescence de l'état fondamental $6^2S_{1/2}$, ce qui peut être interprété en terme de champ fictif [34]. Les deux sous-états $m_j = \pm \frac{1}{2}$ ne voient pas le même potentiel dipolaire.

La figure A.3 représente les carrés des coefficients de Clebsch-Gordan associés aux transitions σ^\pm , qu'on peut exprimer sous la forme $\frac{1}{3}(2 \pm g_j m_j)$ pour la raie D₂ et $\frac{1}{3}(1 \mp g_j m_j)$ pour la raie D₁.

Dans les expressions précédentes g_j représente le facteur de Landé de l'état fondamental $6^2S_{1/2}$, soit $g_j = 2$. Pour des valeurs de champ magnétique faible, l'effet Zeeman est linéaire. Dans ce cas, si l'on prend en compte le couplage de j avec le spin nucléaire i , $g_j m_j$ doit être remplacé par $g_f m_f$, où g_f est le facteur de Landé du niveau hyperfin f considéré.

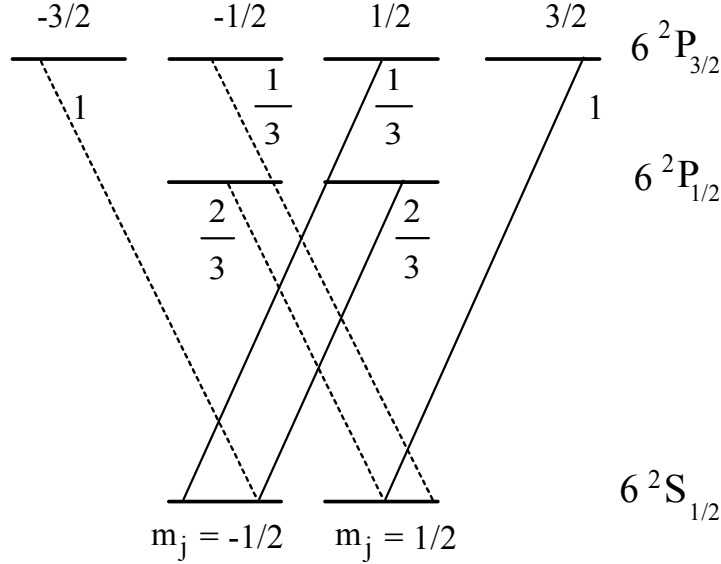


FIG. A.3 – Représentation des forces relatives des transitions σ^+ (lignes continues), et σ^- (lignes pointillées) associées aux raies D₁ et D₂

Une onde polarisée rectilignement suivant une direction perpendiculaire à l'axe de quantification (Oz), par exemple suivant (Ox) est dite polarisée « σ linéaire » : en effet on peut la considérer comme la superposition d'une onde polarisée circulairement σ^+ et d'une onde polarisée circulairement σ^- , de telle sorte qu'on peut écrire son vecteur de polarisation $\vec{\varepsilon}$ comme :

$$\vec{\varepsilon} \equiv \vec{e}_x = \frac{\vec{\varepsilon}_- - \vec{\varepsilon}_+}{\sqrt{2}} \quad (\text{A.32})$$

Pour une telle onde, on retrouve alors les mêmes forces de transition que dans le cas d'un laser polarisé π , à savoir $\frac{2}{3}$ pour la raie D₂ et $\frac{1}{3}$ pour la raie D₁.

A.4.3 Expression générale du potentiel dipolaire en fonction de la polarisation q du laser

En regroupant les résultats des deux paragraphes précédents, on peut établir une expression générale du potentiel dipolaire en fonction de la polarisation q du laser ($q = 0$ pour une polarisation π ou « σ linéaire » et ± 1 pour une polarisation σ^\pm) :

$$U_{dip}(\vec{r}) = -\frac{\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} I(\vec{r}) \left[(2 + qg_f m_f) \left(\frac{1}{\omega_{2,f} - \omega_L} + \frac{1}{\omega_{2,f} + \omega_L} \right) + (1 - qg_f m_f) \left(\frac{1}{\omega_{1,f} - \omega_L} + \frac{1}{\omega_{1,f} + \omega_L} \right) \right] \quad (\text{A.33})$$

où $\omega_{2,f}$ et $\omega_{1,f}$ se réfèrent aux pulsations associées aux transitions entre le niveau fondamental hyperfin $6^2S_{1/2}, f$ et les niveaux excités $6^2P_{1/2}$ et $6^2P_{3/2}$ respectivement. De manière générale, cette formule reste valable pour toute onde lumineuse vérifiant $|\delta_1|, |\delta_2| \gg \Delta_{HFS}, \Delta'_{HFS}$ (structure hyperfine de l'état excité $6^2P_{3/2}$ non résolue).

A.4.4 Approximation de l'onde tournante (valable pour un FORT)

A.4.4.1 Potentiel dipolaire

Dans le cas du laser Nd :YAG, on peut se contenter dans l'expression (A.33) de ne garder que les termes résonants (approximation de l'onde tournante), l'erreur commise en négligeant le terme anti-résonant étant d'environ 10% :

$$U_{dip}(\vec{r}) = -\frac{\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} I(\vec{r}) \left[\frac{2 + qg_f m_f}{\omega_{2,f} - \omega_L} + \frac{1 - qg_f m_f}{\omega_{1,f} - \omega_L} \right] \quad (\text{A.34})$$

Il est intéressant de comparer au moyen de la formule précédente les contributions au potentiel dipolaire des raies D_1 et D_2 , en fonction de la polarisation du laser. Le tableau ci-dessous dresse cette comparaison dans le cas d'un atome polarisé dans l'état $|f = 3, m_f = +3\rangle$ de l'état fondamental $6^2S_{1/2}$, le produit $g_f m_f$ valant alors -0.75 :

	$\sigma^+(q = +1)$	$\sigma^-(q = -1)$	π ou σ linéaire ($q = 0$)
$\frac{\omega_{1,f} - \omega_L}{\omega_{2,f} - \omega_L}$	0.76		
$\frac{2 + qg_f m_f}{1 - qg_f m_f}$	0,71	11	2
$\frac{U_{dip,D_2}}{U_{dip,D_1}}$	0.54	8.4	1.5

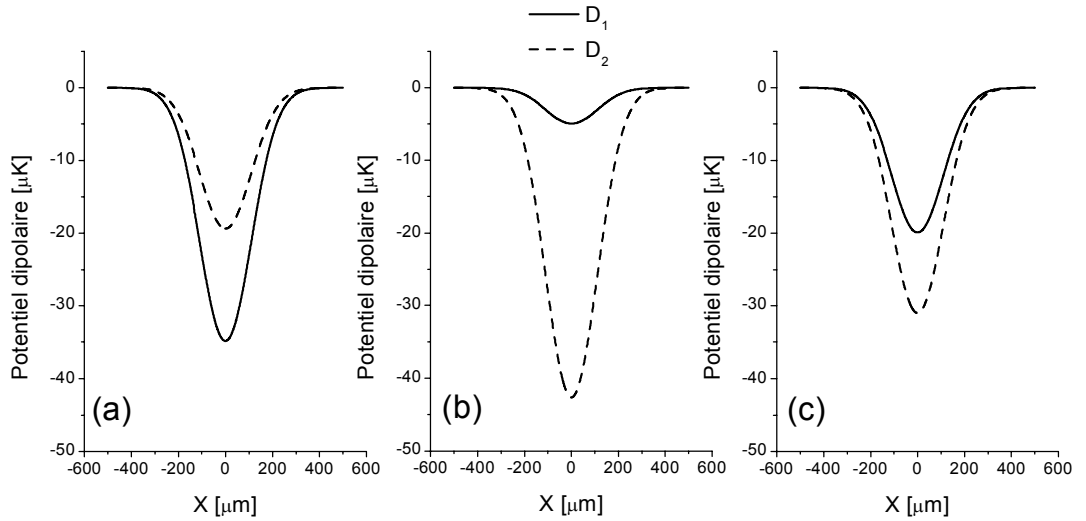


FIG. A.4 – Comparaison des contributions dues aux raies D_1 et D_2 pour différentes polarisations du laser Nd :YAG. (a) polarisation σ^+ , (b) polarisation σ^- , (c) polarisation π ou « σ linéaire ». Les potentiels ont été calculés pour une puissance du laser de 15 W, et un col de 220 μm .

La figure A.4 illustre les résultats du tableau précédent : les différents potentiels ont été calculés en considérant un faisceau Nd :YAG de puissance 15 W, et de taille w_0 égale à 220 μm , soit une intensité maximale $I(0) = \frac{2P}{\pi w_0^2} = 2 \times 10^4 \text{ W.cm}^{-2}$. Les profondeurs des potentiels correspondants $U_{dip}(0)$ ont été calculées d'après les formules (A.33) (formule qui prend en compte le terme anti-résonant) et (A.34) (approximation de l'onde tournante). Les résultats correspondant sont récapitulés dans le tableau A.1.

	σ^+	σ^-	π ou σ linéaire
d'après (A.33) [μK]	55	48	52
d'après (A.34) [μK]	50	43	47

TAB. A.1 – Profondeurs des potentiels $U_{dip}(0)$ calculées pour une intensité pic $I(0) = 2 \times 10^4 \text{ W.cm}^{-2}$.

A.4.4.2 Taux de diffusion

Le calcul du taux de diffusion fait intervenir les mêmes éléments de matrice dipolaire que celui du potentiel dipolaire (voir formules générales (A.11) et (A.12)). Dans le cadre de l'approximation de l'onde tournante, on obtient alors :

$$\Gamma_{diff}(\vec{r}) = \frac{\pi c^2 \Gamma}{2\hbar \omega_0^3} I(\vec{r}) \left[\frac{2 + qg_fm_f}{(\omega_{2,f} - \omega_L)^2} + \frac{1 - qg_fm_f}{(\omega_{1,f} - \omega_L)^2} \right] \quad (\text{A.35})$$

On voit qu'il n'existe pas de relation aussi simple entre $U_{dip}(\vec{r})$ et $\Gamma_{diff}(\vec{r})$ que celle obtenue dans le cas d'un atome à deux niveaux (A.19), sauf si la contribution d'une des deux raies domine largement devant l'autre. Le tableau suivant montre les diverses contributions des raies D₁ et D₂ au taux de diffusion Γ_{diff} selon la polarisation du laser : pour la polarisation σ^+ , on commet une erreur de 30% environ, si on néglige le terme dû à la raie D₂, alors que pour la polarisation σ^- , l'erreur est de 14% si on néglige celui dû à la raie D₁.

	$\sigma^+(q = +1)$	$\sigma^-(q = -1)$	π ou σ linéaire ($q = 0$)
$\left(\frac{\omega_{1,f} - \omega_L}{\omega_{2,f} - \omega_L} \right)^2$	0.58		
$\frac{2 + qg_fm_f}{1 - qg_fm_f}$	0,71	11	2
$\frac{\Gamma_{diff,D_2}}{\Gamma_{diff,D_1}}$	0.42	6.38	1.16

Annexe B

Interactions Zeeman et d'échange en base atomique

Dans cette annexe, nous présentons le calcul des éléments de matrice des interactions Zeeman et d'échange exprimées dans la base atomique. On se limite au problème considéré au chapitre 4, à savoir le traitement des collisions dans l'état $f = 3, m_f = +3$. Pour cela, les bons nombres quantiques du problème sont $M_{F_t} = 6$ et $\epsilon = +1$. La base électronique atomique comporte alors cinq vecteurs notés $|\psi_{f_1, f_2, F_t, M_{F_t}, \epsilon}^{elec}\rangle = |(6^2 S_{1/2}) f_1; (6^2 S_{1/2}) f_2; F_t, M_{F_t} = 6, \epsilon = 1\rangle$ où l'ensemble $\{f_1, f_2, F_t\}$ prend les valeurs suivantes : $\{3, 3, 6\}, \{3, 4, 6\}, \{3, 4, 7\}, \{4, 4, 6\}, \{4, 4, 8\}$. Dans la suite, ces vecteurs seront désignés par $|f_1, f_2; F_t, M_{F_t}, \epsilon\rangle$ afin d'alléger les notations.

B.1 Interaction Zeeman

On considère un champ magnétique \vec{B} dirigé suivant la direction (Oz). L'interaction Zeeman peut être exprimée simplement en fonction de la composante suivant (Oz) du spin électronique total des deux atomes S_{tz} :

$$V_z \simeq 2\omega_0 \hat{S}_{tz} \quad (\text{B.1})$$

où $\omega_0 = \frac{\mu_B B}{\hbar}$ est la pulsation de Larmor de l'électron.

L'interaction Zeeman est donc diagonale dans la base moléculaire $|S_t, M_{S_t}, I_t, M_{I_t}\rangle$:

$$V_z |S_t, M_{S_t}, I_t, M_{I_t}\rangle = 2\mu_B B M_{S_t} |S_t, M_{S_t}, I_t, M_{I_t}\rangle \quad (\text{B.2})$$

L'écriture de cette interaction dans la base atomique $\left\{ \psi_{f_1, f_2, F_t, M_{F_t}, \epsilon}^{elec} \right\}_{\{f_1, f_2, F_t\}}$ procède en trois étapes :

- La première consiste à exprimer le vecteur de base atomique $|f_1, f_2; F_t, M_{F_t}\rangle$ sans la symétrie ϵ dans la base recouplée $\{|S_t, I_t; F_t, M_{F_t}\rangle\}_{\{S_t, I_t\}}$, à l'aide de coefficients 9-j [57, 161] :

$$|f_1, f_2; F_t, M_{F_t}\rangle = \sum_{I_t, S_t} \tilde{S}_t \tilde{I}_t \tilde{f}_1 \tilde{f}_2 \begin{Bmatrix} s & s & S_t \\ i & i & I_t \\ f_1 & f_2 & F_t \end{Bmatrix} |S_t, I_t; F_t, M_{F_t}\rangle \quad (\text{B.3})$$

où la notation \tilde{j} désigne $\sqrt{(2j+1)}$.

On obtient finalement :

$$\left\langle f_1, f_2, F_t, M_{F_t} \left| \widehat{S}_{tz} \right| f'_1, f'_2, F'_t, M'_{F_t} \right\rangle = \sum_{I_t, S_t, I'_t, S'_t} \left(\begin{array}{c} \tilde{S}_t \tilde{I}_t \tilde{f}_1 \tilde{f}_2 \tilde{S}'_t \tilde{I}'_t \tilde{f}'_1 \tilde{f}'_2 \\ \left\{ \begin{array}{ccc} s & s & S'_t \\ i & i & I'_t \\ f'_1 & f'_2 & F'_t \end{array} \right\} \\ \left\{ \begin{array}{ccc} s & i & f_1 \\ s & i & f_2 \\ S_t & I_t & F_t \end{array} \right\} \end{array} \right) \left\langle S_t, I_t; F_t, M_{F_t} \left| \widehat{S}_{tz} \right| S'_t, I'_t; F'_t, M'_{F_t} \right\rangle \quad (\text{B.4})$$

- La deuxième étape consiste à exprimer au moyen du théorème de Wigner-Eckart l'élément de matrice $\left\langle S_t, I_t; F_t, M_{F_t} \left| \widehat{S}_{tz} \right| S'_t, I'_t; F'_t, M'_{F_t} \right\rangle$ [57, 161] :

$$\left\langle S_t, I_t; F_t, M_{F_t} \left| \widehat{S}_{tz} \right| S'_t, I'_t; F'_t, M'_{F_t} \right\rangle = (-1)^{2 \times 1} C_{F'_t, M'_{F_t}, 1, 0}^{F_t, M_{F_t}} \frac{1}{\sqrt{2F'_t + 1}} \left\langle (S_t, I_t) F_t \left\| \widehat{S}_t \right\| (S'_t, I'_t) F'_t \right\rangle \quad (\text{B.5})$$

où $C_{F'_t, M'_{F_t}, 1, 0}^{F_t, M_{F_t}}$ désigne le coefficient de Clebsch Gordan $\langle F'_t, M'_{F_t}, 1, 0 | F_t, 1, F_t, M_{F_t} \rangle$. En développant l'élément de matrice réduit, on obtient :

$$\left\langle (S_t, I_t) F_t \left\| \widehat{S}_t \right\| (S'_t, I'_t) F'_t \right\rangle = (-1)^{I'_t + S'_t + F'_t + 1} \delta(I_t, I'_t) \delta(S_t, S'_t) \sqrt{S'_t(S'_t + 1)(2S'_t + 1)(2F_t + 1)(2F'_t + 1)} \begin{Bmatrix} S'_t & I'_t & F'_t \\ F_t & 1 & S_t \end{Bmatrix} \quad (\text{B.6})$$

où δ désigne le symbole de Kronecker.

- La dernière étape consiste à appliquer au vecteur $|f_1, f_2; F_t, M_{F_t}\rangle$ une fonction de symétrisation $S(f_1, f_2, F_t, S_t, I_t, \epsilon)$ tenant compte de la symétrie ϵ :

$$S(f_1, f_2, F_t, S_t, I_t, \epsilon) = \begin{cases} \frac{1 + \epsilon(-1)^{2i - I_t + 1 - S_t}}{\sqrt{2}} & \text{si } f_1 \neq f_2 \\ 1 & \text{si } f_1 = f_2 \text{ et } \epsilon = (-1)^{f_1 + f_2 - F_t} \\ 0 & \text{si } f_1 = f_2 \text{ et } \epsilon \neq (-1)^{f_1 + f_2 - F_t} \end{cases} \quad (\text{B.7})$$

Dans notre problème, le nombre ϵ est un bon nombre quantique, valant $\epsilon = +1$ pour le système des deux atomes considérés. La fonction de symétrisation fait donc intervenir à l'intérieur du signe \sum de l'équation (B.4), le produit $S(f_1, f_2, F_t, S_t, I_t, 1) \times S(f'_1, f'_2, F'_t, S'_t, I'_t, 1)$.

L'interaction Zeeman exprimée dans la base des cinq vecteurs atomiques

$\{|f_1, f_2; F_t, M_{F_t} = 6, \epsilon = 1\rangle\}_{\{f_1, f_2, F_t\}}$ considérés dans l'ordre suivant $\{f_1, f_2, F_t\} = \{3, 3, 6\}$, $\{3, 4, 6\}$, $\{3, 4, 7\}$, $\{4, 4, 6\}$, $\{4, 4, 8\}$ s'écrit finalement :

$$V_z = \mu_B B \begin{pmatrix} -\frac{3}{2} & \frac{\sqrt{\frac{3}{2}}}{2} & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & 0 \\ \frac{\sqrt{\frac{3}{2}}}{2} & \frac{2}{7} & -\frac{\sqrt{3}}{7} & -\frac{3\sqrt{\frac{5}{14}}}{2} & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{\sqrt{3}}{7} & \frac{3}{14} & -\frac{1}{\sqrt{210}} & \frac{7}{2\sqrt{15}} \\ 0 & -\frac{3\sqrt{\frac{5}{14}}}{2} & -\frac{1}{\sqrt{210}} & \frac{3}{2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{7}{2\sqrt{15}} & 0 & \frac{3}{2} \end{pmatrix} \quad (\text{B.8})$$

B.2 Interaction d'échange

L'interaction d'échange ne dépend que du spin électronique total S_t , qui ne prend que deux valeurs : $S_t = 0$ pour le potentiel singulet ($^1\Sigma_g^+$) et $S_t = 1$ pour le potentiel triplet ($^3\Sigma_u^+$). L'interaction d'échange peut être exprimée en fonction du spin électronique total sous la forme :

$$V_{ech}(R) \simeq (-1 + 2S_t)DR^\gamma e^{-2\alpha R} \quad (\text{B.9})$$

Cette interaction est diagonale dans la base où les spins totaux nucléaires et électroniques I_t et S_t sont de bons nombres quantiques, soit dans la base moléculaire $\{|S_t, M_{S_t}, I_t, M_{I_t}\rangle\}$:

$$V_{ech} |S_t, M_{S_t}, I_t, M_{I_t}\rangle = (-1 + 2S_t)DR^\gamma e^{-2\alpha R} |S_t, M_{S_t}, I_t, M_{I_t}\rangle \quad (\text{B.10})$$

L'écriture de l'interaction d'échange dans la base atomique $\{\psi_{f_1, f_2, F_t, M_{F_t}, \epsilon}^{elec}\}_{\{f_1, f_2, F_t\}}$ procède en plusieurs étapes :

- A partir de la relation (B.3), on décompose chaque vecteur $|f_1, f_2 ; F_t, M_{F_t}\rangle$ considéré sans la symétrie ϵ dans la base recouplée $\{|S_t, I_t ; F_t, M_{F_t}\rangle\}_{\{S_t, I_t\}}$.
- A l'aide des coefficients de Clebsch-Gordan, on décompose chaque vecteur de la base couplée $|S_t, I_t ; F_t, M_{F_t}\rangle$ dans la base découplée $\{|S_t, M_{S_t}, I_t, M_{I_t}\rangle\}$:

$$|S_t, I_t ; F_t, M_{F_t}\rangle = \sum_{M_{I_t}, M_{S_t}} C_{S_t, M_{S_t}, I_t, M_{I_t}}^{F_t, M_{F_t}} |S_t, M_{S_t}, I_t, M_{I_t}\rangle \quad (\text{B.11})$$

où $C_{S_t, M_{S_t}, I_t, M_{I_t}}^{F_t, M_{F_t}}$ représente le coefficient de Clebsch-Gordan $\langle S_t, M_{S_t}, I_t, M_{I_t} | S_t, I_t, F_t, M_{F_t} \rangle$.

Finalement, on obtient, sans prendre en compte la symétrie ϵ :

$$\begin{aligned} \langle f_1, f_2, F_t, M_{F_t} | \widehat{V}_{ech} | f'_1, f'_2, F'_t, M'_{F_t} \rangle &= DR^\gamma e^{-2\alpha R} \sum_{\substack{I_t, S_t, M_{I_t}, \\ M_{S_t} = M_{F_t} - M_{I_t}}} \widetilde{S}_t \widetilde{I}_t \widetilde{f}_1 \widetilde{f}_2 \widetilde{S}'_t \widetilde{I}'_t \widetilde{f}'_1 \widetilde{f}'_2 \\ &\begin{pmatrix} s & s & S_t \\ i & i & I_t \\ f'_1 & f'_2 & F'_t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s & i & f_1 \\ s & i & f_2 \\ S_t & I_t & F_t \end{pmatrix} C_{S_t, M_{S_t}, I_t, M_{I_t}}^{F_t, M_{F_t}} C_{S_t, M_{S_t}, I_t, M_{I_t}}^{F'_t, M'_{F_t}} (-1 + 2S_t) \quad (\text{B.12}) \end{aligned}$$

- De même que pour l'interaction Zeeman, on doit tenir compte de la symétrie $\epsilon = +1$ pour le système des deux atomes considérés. On introduit alors à l'intérieur du signe \sum de l'équation (B.12) le produit $S(f_1, f_2, F_t, S_t, I_t, 1) \times S(f'_1, f'_2, F'_t, S'_t, I'_t, 1)$, défini par les relations (B.7).

Finalement, l'interaction d'échange s'écrit dans la base atomique

$\{|f_1, f_2 ; F_t, M_{F_t} = 6, \epsilon = 1\rangle\}_{\{f_1, f_2, F_t\}}$ où $\{f_1, f_2, F_t\} = \{3, 3, 6\}, \{3, 4, 6\}, \{3, 4, 7\}, \{4, 4, 6\}$,

{4, 4, 8} :

$$V_{ech}(R) = DR^\gamma e^{-2\alpha R} \begin{pmatrix} \frac{25}{32} & -\frac{7\sqrt{\frac{3}{2}}}{16} & 0 & -\frac{\sqrt{105}}{32} & 0 \\ -\frac{7\sqrt{\frac{3}{2}}}{16} & -\frac{5}{16} & 0 & -\frac{3\sqrt{\frac{35}{2}}}{16} & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\frac{\sqrt{105}}{32} & -\frac{3\sqrt{\frac{35}{2}}}{16} & 0 & \frac{17}{32} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.13})$$

Bibliographie

- [1] E. R. I. Abraham, W.I. McAlexander, C.A. Sackett, and Randall G. Hulet, *Spectroscopic determination of the s-wave scattering length of lithium*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995), no. 8, 1315.
- [2] C. S. Adams, H. Lee, N. Davidson, M. Kasevich, and S. Chu, *Evaporative cooling in a crossed dipole trap*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995), no. 18, 3577.
- [3] C. Amiot, O. Dulieu, R. F. Gutteres, and F. Masnou-Seeuws, *The Cs₂ ground electronic state by Fourier transform spectroscopy : dispersion coefficients*, J. Chem. Phys. **117** (2002), 11.
- [4] ———, *Determination of the Cs₂ 0_g⁻ (P_{3/2}) potential curve and of Cs 6P_{1/2,3/2} atomic radiative lifetimes from photoassociation spectroscopy*, Phys. Rev. A **66** (2002), 052506–1.
- [5] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor*, Science **269** (1995), 198.
- [6] M. H. Anderson, W. Petrich, J. R. Ensher, and E. A. Cornell, *Reduction of light-assisted collisional loss rate from a low-pressure vapor-cell trap*, Phys. Rev. A **50** (1994), no. 5, R3597.
- [7] J. Arlt, P. Bance, S. Hopkins, J. Martin, S. Webster, A. Wilson, K. Zetie, and C.J. Foot, *Suppression of collisional loss from a magnetic trap*, J. Phys. B **31** (1998), no. 7, L321.
- [8] M. Arndt, M. Ben Dahan, D. Guéry-Odelin, M.W. Reynolds, and J. Dalibard, *Observation of a zero-energy resonance in Cs-Cs collisions*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997), no. 4, 625.
- [9] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping*, Phys. Rev. Lett. **61** (1988), no. 7, 826.
- [10] V. Bagnato, D. E. Pritchard, and D. Kleppner, *Bose-Einstein condensation in an external potential*, Phys. Rev. A **35** (1987), no. 10, 4354.
- [11] G. A. Bird, *Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flow*, Clarendon, Oxford, 1994.
- [12] H. M. J. M. Boesten, C. C. Tsai, J. R. Gardner, D. J. Heinzen, and B. J. Verhaar, *Observation of a shape resonance in the collision of two cold ⁸⁷Rb atoms*, Phys. Rev. A **55** (1997), no. 1, 636.
- [13] D. Boiron, A. Michaud, J. M. Fournier, L. Simard, M. Sprenger, G. Grynberg, and C. Salomon, *Cold and dense cesium clouds in far-detuned dipole traps*, Phys. Rev. A **57** (1998), no. 6, R4106.
- [14] D. Boiron, A. Michaud, P. Lemonde, Y. Castin, and C. Salomon, *Laser cooling of cesium atoms in gray optical molasses down to 1.1 μK*, Phys. Rev. A **53** (1996), no. 6, R3734.

- [15] D. Boiron, C. Triché, D. R. Meacher, P. Verkerk, and G. Grynberg, *Three-dimensional cooling of cesium atoms in four-beam gray optical molasses*, Phys. Rev. A **52** (1995), no. 5, R3425.
- [16] Denis Boiron, *Etude du refroidissement et du piégeage d'atomes de césium dans des structures lumineuses à faible taux de diffusion*, Ph.D. thesis, Université Paris VI, 1998.
- [17] I. Bouchoule, M. Moriga, and C. Salomon, *Cesium gas strongly confined in one dimension : sideband cooling and collisional properties*, Phys. Rev. A **65** (2002), 0033402–1.
- [18] T. Bourdel, J. Cubizolles, L. Khaykovich, K. M. F. Magalhães, S. J. J. M. F. Kokkelmans, G. V. Shlyapnikov, and C. Salomon, *Measurement of the interaction energy near a Feshbach resonance in a ^6Li Fermi gas*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003), no. 2, 020402–1.
- [19] S. Boussem, N. Hoang, S. Guibal, N. Zahzam, L. Pruvost, D. Marescaux, J. Pinard, and P. Pillet, *Prospect for BEC in a cesium gas : one dimensional evaporative cooling in a hybrid magnetic and optical trap*, Eur. Phys. J. D, accepté.
- [20] Salah Boussem, *Etude d'un piège hybride magnétique et optique pour la condensation de bose-einstein de l'atome de césium*, Ph.D. thesis, Université Paris XI, 2002.
- [21] C. C. Bradley, C. A. Sackett, and R. G. Hulet, *Bose-Einstein condensation of lithium : observation of limited condensate number*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997), no. 6, 985.
- [22] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, and R. G. Hulet, *Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995), no. 9, 1687.
- [23] E. A. Burt, R. W. Ghrist, C. J. Myatt, M. J. Holland, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, *Coherence, correlations, and collisions : what one learns about Bose-Einstein condensates from their decay*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997), no. 3, 337.
- [24] C. Chin, A. J. Kerman, V. Vuletić, and S. Chu, *Sensitive detection of cold cesium molecules formed on feshbach resonances*, Phys. Rev. Lett. **90** (2003), no. 3, 033201–1.
- [25] C. Chin, V. Leiber, V. Vuletić, A. J. Kerman, and S. Chu, *Measurement of an electron's electric dipole moment using Cs atoms trapped in optical lattices*, Phys. Rev. A **63** (2001), 033401–1.
- [26] C. Chin, V. Vuletic, A. J. Kerman, and S. Chu, *High resolution Feshbach spectroscopy of cesium*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000), no. 13, 2717.
- [27] C. Chin, V. Vuletić, A. J. Kerman, and S. Chu, *High precision Feshbach spectroscopy of ultracold cesium collisions*, Nuclear Physics A **684** (2001), 641c.
- [28] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable, *Experimental observation of optically trapped atoms*, Phys. Rev. Lett. **57** (1986), no. 3, 314.
- [29] R. A. Cline, J. D. Miller, M. R. Matthews, and D. J. Heinzen, *Spin relaxation of optically trapped atoms by light scattering*, Opt. Lett. **19** (1994), no. 3, 207.
- [30] C. Cohen-Tannoudji, *Atomes ultrafroids, approches statistiques et perspectives nouvelles*, Cours de Physique atomique et moléculaire, Collège de France, 1995-1996.
- [31] ———, *Atomes ultrafroids-Piégeage non dissipatif et refroidissement évaporatif*, Cours de Physique atomique et moléculaire, Collège de France, 1996-1997.

- [32] ———, *Condensation de Bose-Einstein; effets des interactions*, Cours de Physique atomique et moléculaire, Collège de France, 1998-1999.
- [33] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë, *Mécanique quantique*, Hermann éditeurs des sciences et des arts, 1995.
- [34] C. Cohen-Tannoudji and J. Dupont-Roc, *Experimental study of Zeeman light shifts in weak magnetic fields*, Phys. Rev. A **5** (1972), no. 2, 968.
- [35] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Processus d'interaction entre photons et atomes*, InterEditions/Editions du CNRS, 1996.
- [36] Daniel Comparat, *Formation de molécules froides par photoassociation d'atomes froids de césium. Mise en évidence de forces à longues portée entre atomes froids excités de césium*, Ph.D. thesis, Université Paris XI, 1999.
- [37] R. J. Cook, *Atomic motion in resonant radiation : an application of Ehrenfest's theorem*, Phys. Rev. A **20** (1979), no. 1, 224.
- [38] E. A. Cornell, C. Monroe, and C. E. Wieman, *Multiply loaded, ac magnetic trap for neutral atoms*, Phys. Rev. Lett. **67** (1991), no. 18, 2439.
- [39] S. L. Cornish, N. R. Claussen, J. L. Roberts, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, *Stable ^{85}Rb Bose-Einstein condensates with widely tunable interactions*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000), no. 9, 1795.
- [40] S. L. Cornish, S. Hopkins, A. M. Thomas, and C. J. Foot, 2002, abstract from 7th Workshop on Atom Optics and Interferometry, 28 September to 2 October 2002, Lunteren, Netherlands (book of abstracts).
- [41] Ph. Courteille, R. S. Freeland, D. J. Heinzen, F. A. van Abeelen, and B. J. Verhaar, *Observation of a Feshbach resonance in cold atom scattering*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998), no. 1, 69.
- [42] A. Crubellier, O. Dulieu, F. Masnou-Seeuws, M. Elbs, H. Knockel, and E. Tiemann, *Simple determination of Na_2 scattering lengths using observed bound levels at the ground state asymptote*, Eur. Phys. J. D **6** (1999), 211.
- [43] J. Cubizolles, T. Bourdel, S. J. J. M. F. Kokkelmans, G. V. Shlyapnikov, and C. Salomon, *Production of long-lived ultracold Li_2 molecules from a Fermi gas*, cond-mat/0308018.
- [44] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, and S. Stringari, *Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases*, Rev. Mod. Phys. **71** (1999), no. 3, 463.
- [45] J. Dalibard, *Collisional dynamics of ultra-cold atomic gases*, Proceedings of the International School of Physics - Enrico Fermi (M. Inguscio, S. Stringari, and C.E. Wieman, eds.), IOS Press, 1999, p. 321.
- [46] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *Dressed-atom approach to atomic motion in laser light : the dipole force revisited*, J. Opt. Soc. Am. B **2** (1985), no. 11, 1707.
- [47] J. Dalibard, J.-M. Raimond, and J. Z. Justin, *Fundamental System in Quantum Optics*, Les Houches Summer School Session LIII, 1991.
- [48] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, *Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995), no. 22, 3969.

- [49] M. T. DePue, C. McCormick, S. L. Winoto, S. Oliver, and D. S. Weiss, *Unity occupation of sites in a 3D optical lattice*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), 2262.
- [50] F. Diedrich, J. C. Bergquist, W. M. Itano, and D. J. Wineland, *Laser cooling to the zero-point energy of motion*, Phys. Rev. Lett. **62** (1989), no. 4, 403.
- [51] E. A. Donley, N. R. Claussen, S. T. Thompson, and C. E. Wieman, *Atom-molecule coherence in a Bose-Einstein condensate*, Nature **417** (2002), 529.
- [52] C. Drag, B. Laburthe Tolra, O. Dulieu, D. Comparat, M. Vatasescu, S. Boussen, S. Guibal, A. Crubellier, and P. Pillet, *Experimental versus theoretical rates for photoassociation and for formation of ultracold molecules*, IEEE J. Quant. Electron. **36**.
- [53] C. Drag, B. Laburthe Tolra, B. T'Jampens, D. Comparat, M. Allegrini, A. Crubellier, and P. Pillet, *Photoassociative spectroscopy as a self-sufficient tool for the determination of the cs triplet scattering length*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000), no. 7, 1408, Dans cet article, la longueur de diffusion de l'état triplet et le coefficient C_6 du césium ont été déterminés à partir d'un spectre de photoassociation d'atomes dans l'état $f=4$, $m_f=4$ et d'une méthode asymptotique. Or la valeur du C_6 obtenue n'est pas compatible avec celle communément admise. Il s'avère que ce paramètre dépend très sensiblement du potentiel 0_g^- utilisé, ce qui ne remet pas en cause la méthode de détermination. Une étude spectroscopique plus approfondie de ce potentiel est actuellement en cours.
- [54] Cyril Drag, *Photoassociation d'atomes froids de césium. formation et caractérisation d'un nuage froid de molécules de Cs_2* , Ph.D. thesis, Université Paris XI, 2000.
- [55] S. Dürr, K. W. Miller, and C. E. Wieman, *Improved loading of an optical dipole trap by suppression of radiative escape*, Phys. Rev. A **63** (2000), 011401–1.
- [56] S. Dürr, T. Volz, A. Marte, and G. Rempe, *Observation of molecules produced from a Bose-Einstein condensate*, cond-mat/0307440.
- [57] A. R. Edmonds, *Angular momentum in quantum mechanics*, Princeton University Press, New Jersey, 1957.
- [58] P. O. Fedichev, M. W. Reynolds, and G. V. Shlyapnikov, *Three-body recombination of ultracold atoms to a weakly bound s level*, Phys. Rev. Lett. **77** (1996), no. 14, 2921.
- [59] A. L. Fetter, *Theory of a dilute low-temperature trapped Bose condensate*, Proceedings of the International School of Physics - Enrico Fermi (M. Inguscio, S. Stringari, and C.E. Wieman, eds.), IOS Press, 1999, p. 263.
- [60] A. Fioretti, D. Comparat, A. Crubellier, O. Dulieu, F. Masnou-Seeuws, and P. Pillet, *Formation of cold Cs_2 molecules through photoassociation*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998), no. 20, 4402.
- [61] A. Fioretti, D. Comparat, C. Drag, C. Amiot, O. Dulieu, F. Masnou-Seeuws, and P. Pillet, *Photoassociative spectroscopy of the Cs_2 0_g^- long-range state*, Eur. Phys. J. D **5** (1999), 389.
- [62] C. Foot, 2002, communication personnelle, EURESCO San Feliu de Guixols, Espagne.
- [63] D. G. Fried, T. C. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S. C. Moss, D. Kleppner, and T. J. Greytak, *Bose-Einstein condensation of atomic hydrogen*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998), no. 18, 3811.

- [64] A. Gallagher and D. E. Pritchard, *Exoergic collisions of cold Na* – Na*, *Phys.Rev.Lett.* **63**(1989), no. 9, 957.
- [65] Thomas J. Greytak, *Prospects for Bose-Einstein condensation in magnetically trapped atomic hydrogen*, Bose-Einstein Condensation (A. Griffin, D.W. Snoke, and S. Stringari, eds.), Cambridge University Press, 1995, p. 131.
- [66] A. Griffin, Wen-Chin Wu, and S. Stringari, *Hydrodynamic modes in a trapped Bose gas above the Bose-Einstein transition*, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997), no. 10, 1838.
- [67] R. Grimm, 2003, communication personnelle.
- [68] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, *Adv. At. Mol.Opt. Phys.* **42** (2000), 95.
- [69] D. Guéry-Odelin, J. Söding, P. Desbiolles, and J. Dalibard, *Strong evaporative cooling of trapped cesium gas*, *Optics Express* **2** (1998), 323.
- [70] ———, *Strong evaporative cooling of trapped cesium gas*, *Optics Express* **2** (1998), 323–329.
- [71] D. Guéry-Odelin, J. Söding, P. Desbiolles, and Jean Dalibard, *Is Bose-Einstein condensation of atomic cesium possible ?*, *Europhys. Lett.* **44** (1998), no. 1, 26.
- [72] D. Guéry-Odelin, F. Zambelli, J. Dalibard, and S. Stringari, *Collective oscillations of a classical gas confined in harmonic traps*, *Phys. Rev. A* **60** (1999), no. 6, 4851.
- [73] David Guery-Odelin, *Dynamique collisionnelle des gaz d'alcalins lourds : du refroidissement évaporatif à la condensation de bose-einstein*, Ph.D. thesis, Université Paris VI, 1998.
- [74] J. M. V. A. Koelma H. T. C. Stoof and B. J. Verhaar, *Spin-exchange and dipole relaxation rates in atomic hydrogen : Rigorous and simplified calculations*, *Phys. Rev B* **38** (1988), 4688.
- [75] G. Hadinger, S. Magnier, and M. Aubert-Frecon, *A particular case of asymptotic formulas for exchange energy between two long-range interacting atoms with open valence shells of any type : application to the ground state of alkali dimers*, *J. Mol. Spectrosc.* **175**.
- [76] S. E. Hamann, D. L. Haycock, G. Klose, P. H. Pax, I. H. Deutsch, and P. S. Jessen, *Resolved-sideband Raman cooling to the ground state of an optical lattice*, *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998), no. 19, 4149.
- [77] D. J. Han, M. T. DePue, and D. S. Weiss, *Loading and compressing Cs atoms in a very far-off-resonant light trap*, *Phys. Rev. A* **63** (2001), 023405–1.
- [78] D. J. Han, S. Wolf, S. Oliver, C. McCormick, M. T. DePue, and D. S. Weiss, *3D Raman sideband cooling of cesium atoms at high density*, *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000), no. 4, 724.
- [79] W. Happer and B. S. Mathur, *Effective operator formalism in optical pumping*, *Phys. Rev.* **163** (1967), no. 1, 12.
- [80] D. J. Heinzen, *Ultracold atomic interactions*, Proceedings of the International School of Physics - Enrico Fermi (M. Inguscio, S. Stringari, and C.E. Wieman, eds.), IOS Press, 1999, p. 351.
- [81] J. M. Hensley, A. Wicht, B. C. Young, and S. Chu, *Cold atom clocks*, Proceedings of the 17th International Conference on Atomic Physics (ICAP 2000) (Ennio Arimondo, Paolo De Natale, and Massimo Inguscio, eds.), American Institute of Physics, Melville, NY, 2001, 2000, p. 43.

- [82] J. Herbig, T. Kraemer, M. Mark, T. Weber, C. Chin, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Preparation of a pure molecular quantum gas*, 2003, disponible sur Science Online du 21/08/2003.
- [83] Harald F. Hess, *Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen*, Phys. Rev. B **34** (1986), no. 5, 3476.
- [84] M. Holland, J. Williams, and J. Cooper, *Bose-Einstein condensation : Kinetic evolution obtained from simulated trajectories*, Phys. Rev. A **55** (1997), no. 5, 3670.
- [85] S. A. Hopkins, S. Webster, J. Arlt, P. Bance, S. Cornish, O. Marago, and C. J. Foot, *Measurement of elastic cross section for cold cesium atoms*, Phys. Rev. A **61** (2000), 032707.
- [86] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle, *Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate*, Nature **392** (1998), 151.
- [87] M. J. Jamieson, A. Dalgarno, and M. Kimura, *Scattering lengths and effective ranges for He-He and spin-polarized H-H and D-D scattering*, Phys. Rev. A. **51** (1995), no. 3, 2626.
- [88] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, C. Chin, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm, *Pure gas of optically trapped molecules created from fermionic atoms*, cond-mat/0308095.
- [89] P. S. Julienne and J. Vigué, *Cold collisions of ground- and excited-state alkali-metals atoms*, Phys. Rev. A **44** (1991), no. 7, 4464.
- [90] M. Kasevich and S. Chu, *Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms*, Phys. Rev. Lett. **69** (1992), no. 12, 1741.
- [91] A. Kastberg, W. D. Phillips, S. L. Rolston, R. J. C. Spreeuw, and P. S. Jessen, *Adiabatic cooling of cesium to 700 nk in an optical lattice*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995), no. 9, 1542.
- [92] G.M. Kavoulakis, C.J. Pethick, and H. Smith, *Damping of hydrodynamic modes in a trapped Bose gas above the Bose-Einstein transition temperature*, Phys. Rev. A **57** (1998), no. 4, 2938.
- [93] A. J. Kerman, C. Chin, V. Vuletić, S. Chu, P. J. Leo, C. J. Williams, and P. S. Julienne, *Determination of Cs-Cs interaction parameters using feshbach spectroscopy*, C.R. Acad. Sci Paris **t.2** (2001), 633–639.
- [94] A. J. Kerman, V. Vuletić, C. Chin, and S. Chu, *Beyond optical molasses : 3D Raman sideband cooling of atomic cesium to high phase-space density*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000), no. 3, 439.
- [95] W. Ketterle, D. S. Durfee, and D. M. Stamper-Kurn, *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*, Proceedings of the International School of Physics - Enrico Fermi (M. Inguscio, S. Stringari, and C.E. Wieman, eds.), IOS Press, 1999, p. 67.
- [96] W. Ketterle and N. J. van Druten, *Evaporative cooling of trapped atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **37** (1996), 181.
- [97] S. J. J. M. F. Kokkelmans, B.J. Verhaar, and K. Gibble, *Prospects for Bose-Einstein condensation in cesium*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998), no. 5, 951.
- [98] A. Kuhn, H. Perrin, W. Hänsel, and C. Salomon, *Three dimensional Raman cooling using velocity selective rapid adiabatic passage*, Ultracold atoms and BEC 1996 (K. Burnett, ed.), vol. 7, OSA TOPS, 1997.
- [99] S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp, and C. E. Wieman, *Loading an optical dipole trap*, Phys. Rev. A **62** (2000), 013406–1.

- [100] A. Lambrecht, E. Giacobino, and S. Reynaud, *Quantum Semiclass. Opt.* **8** (1996), 457.
- [101] H. J. Lee, C. S. Adams, M. Kasevich, and S. Chu, *Raman cooling of atoms in an optical dipole trap*, *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996), no. 15, 2658.
- [102] H. J. Lee and S. Chu, *Atomic spin polarization by Raman cooling*, *Phys. Rev. A* **57** (1998), no. 4, 2905.
- [103] P. J. Leo, E. Tiesinga, P. S. Julienne, D. K. Walter, S. Kadlecik, and T. G. Walker, *Elastic and inelastic collisions of cold spin-polarized ^{133}Cs atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998), no. 7, 1389.
- [104] P. J. Leo, C. J. Williams, and P. S. Julienne, *Collision properties of ultra cold ^{133}Cs atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000), no. 13, 2721.
- [105] V. S. Letokhov and V. G. Minogin, *Phys. Rep.* **73** (1981), 3.
- [106] Ch. Lisdat, N. Vanhaecke, D. Comparat, and P. Pillet, *Line shape analysis of two-colour photoassociation spectra on the example of the Cs_2 ground state*, *Eur. Phys. J. D* **21** (2002), 299.
- [107] Rodney Loudon, *The quantum theory of light*, Clarendon, Oxford, 2nd ed., 1983.
- [108] Z. T. Lu, K. L. Corwin, M. J. Renn, M. H. Anderson, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, *Low-velocity intense source of atoms from a magneto-optical trap*, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996), no. 16, 3331.
- [109] O. J. Luiten, M. W. Reynolds, and J. T. M. Walraven, *Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas*, *Phys. Rev. A* **53** (1996), no. 1, 381.
- [110] A. G. Martin, K. Helmerson, V. S. Bagnato, G. P. Lafyatis, and D. E. Pritchard, *rf spectroscopy of trapped neutral atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988), no. 21, 2431.
- [111] F. Masnou-Seeuws and P. Pillet, *Photoassociation of cold molecules*, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **47** (2001), 53.
- [112] N. Masuhara, J. M. Doyle, J. C. Sandberg, D. Kleppner, T. J. Greytak, H. Hess, and G. P. Kochanski, *Evaporative cooling of spin-polarized atomic hydrogen*, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988), no. 8, 935.
- [113] F. H. Mies, C. J. Williams, P. S. Julienne, and M. Krauss, *Estimating bounds on collisional relaxation rates of spin-polarized ^{87}Rb atoms at ultracold temperatures*, *J. Res. Natl. Inst. Stand. Tech.* **101** (1996), no. 4, 521.
- [114] A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergeman, and H. J. Metcalf, *First observation of magnetically trapped neutral atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985), no. 24, 2596.
- [115] J. D. Miller, R. A. Cline, and D. J. Heinzen, *Far-off-resonance optical trapping of atoms*, *Phys. Rev. A* **47** (1993), no. 6, R4567.
- [116] V. G. Minogin and V. S. Letokhov, *Laser light pressure on atoms*, Gordon and Breach, New York, 1987.
- [117] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni, and M. Inguscio, *Bose-einstein condensation of potassium atoms by sympathetic cooling*, *Science* **294** (2001), 1320.
- [118] C. R. Monroe, E. A. Cornell, C. A. Sackett, C. J. Myatt, and C. E. Wieman, *Measurement of Cs-Cs elastic scattering at $T = 30\mu\text{K}$* , *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993), no. 4, 414.

- [119] C. J. Myatt, E. A. Burt, R. W. Ghrist, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, *Production of two overlapping Bose-Einstein condensates by sympathetic cooling*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997), no. 4, 586.
- [120] C. J. Myatt, N. R. Newbury, R. W. Ghrist, S. Loutzenhiser, and C. E. Wieman, *Multiply loaded magneto-optical trap*, Opt. Lett. **21** (1996), no. 4, 290.
- [121] N. R. Newbury, C. J. Myatt, and C. E. Wieman, *S-wave elastic collisions between cold ground-state ^{87}Rb atoms*, Phys. Rev. A **51** (1995), no. 4, R2680.
- [122] S. H. Patil and K. T. Tang, *Multipolar polarizabilities and two- and three- body dispersion coefficients for alkali isoelectronic sequences*, J. Chem. Phys. **106** (1997), 2298.
- [123] Philippe Pellegrini, *A paraître*, Ph.D. thesis, Université Paris XI, 2003.
- [124] H. Perrin, A. Kuhn, I. Bouchoule, T. Pfau, and C. Salomon, *Raman cooling of spin-polarized cesium atoms in a crossed dipole trap*, Europhys. Lett. **46** (1999), no. 2, 141.
- [125] H. Perrin, A. Kuhn, I. Bouchoule, and C. Salomon, *Sideband cooling of neutral atoms in far-detuned optical lattice*, Europhys. Lett. **42** (1998), no. 4, 395.
- [126] Hélène Perrin, *Refroidissement d'atomes de césium confinés dans un piège dipolaire très désaccordé*, Ph.D. thesis, Université Paris VI, 1998.
- [127] W. D. Phillips and H. J. Metcalf, *Laser deceleration of an atomic beam*, Phys. Rev. Lett. **48** (1982), no. 9, 596.
- [128] P. W. H. Pinkse, A. Mosk, M. Weidemüller, M. W. Reynolds, T. W. Hijmans, and J. T. M. Walraven, *One-dimensional evaporative cooling of magnetically trapped atomic hydrogen*, Phys. Rev. A **57** (1998), no. 6, 4747.
- [129] C. A. Regal, C. Ticknor, J. L. Bohn, and D. S. Jin, *Creation of ultracold molecules from a Fermi gas of atoms*, Nature **424** (2003), 47.
- [130] J. Reichel, F. Bardou, M. Ben Dahan, E. Peik, S. Rand, C. Salomon, and C. Cohen-Tannoudji, *Raman cooling of cesium below 3 nK : new approach inspired by Lévy flight statistics*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995), no. 25, 4575.
- [131] J. Reichel, O. Morice, G. M. Tino, and C. Salomon, *Subrecoil Raman cooling of cesium atoms*, Europhys. Lett. **28** (1994), no. 7, 477.
- [132] A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C.I. Westbrook, and A. Aspect, *A Bose-Einstein condensate of metastable atoms*, Science **292** (2001), 461.
- [133] J. L. Roberts, N. R. Claussen, S. L. Cornish, E. A. Donley, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, *Controlled collapse of a Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001), no. 19, 4211.
- [134] J. L. Roberts, N. R. Claussen, S. L. Cornish, and C. E. Wieman, *Magnetic field dependence of ultracold inelastic collisions near a Feshbach resonance*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000), no. 4, 728.
- [135] M. V. Romalis and E. N. Forston, *Zeeman frequency shifts in an optical dipole trap used to search for an electric-dipole moment*, Phys. Rev. A **59** (1999), no. 6, 4547.
- [136] C. A. Sackett, J. M. Gerton, M. Welling, and R. G. Hulet, *Measurements of collective collapse in a Bose-Einstein condensate with attractive interactions*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), no. 5, 876.

- [137] C. A. Sackett, H. T. C. Stoof, and R. G. Hulet, *Growth and collapse of a Bose-Einstein condensate with attractive interactions*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998), no. 10, 2031.
- [138] C. Salomon, J. Dalibard, W.D Philips, A. Clairon, and S. Guellati, *Laser cooling of cesium atoms below 3 microKelvins*, Europhys. Lett **12** (1990), 683.
- [139] C. Salomon, Y. Sortais, S. Bize, M. Abgrall, S. Zhang, C. Nicolas, C. Mandache, P. Lemonde, P. Laurent, G. Santarelli, A. Clairon, N. Dimarcq, P. Petit, A. Mann, A. Luiten, and S. Chang, *Cold atom clocks*, Proceedings of the 17th International Conference on Atomic Physics (ICAP 2000) (Ennio Arimondo, Paolo De Natale, and Massimo Inguscio, eds.), American Institute of Physics, Melville, NY, 2001, 2000, p. 23.
- [140] B. M. Smirnov and M. I. Chibisov, Sov. Phys. JETP **21**.
- [141] M. J. Snadden, J. M. McGuirk, P. Bouyer, K. G. Haritos, and M. A. Kasevich, *Measurement of the Earth's gravity gradient with an atom interferometer-based gravity gradiometer*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998), no. 5, 971.
- [142] I. I. Sobelman, *Atomic spectra and radiative transitions*, Springer, Berlin, 2nd ed., 1996.
- [143] J. Söding, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, F. Chevy, H. Inamori, and J. Dalibard, *Three-body decay of a rubidium Bose-Einstein condensate*, Appl. Phys. B **69** (1999), no. 4, 257.
- [144] J. Söding, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, G. Ferrari, and J. Dalibard, *Giant spin relaxation of an ultracold cesium gas*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998), no. 9, 1869.
- [145] D. A. Steck, *Cesium D line data*, 1999, <http://www.ph.utexas.edu/quantopt>, pp. 1–16.
- [146] J. Stenger, S. Inouye, M.R. Andrews, H.-J. Miesner, D.M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle, *Strongly enhanced inelastic collisions in a Bose-Einstein condensate near Feshbach resonances*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), no. 12, 2422.
- [147] E. L. Surkov, J. T. M. Walraven, and G. V. Shlyapnikov, *Collisionless motion and evaporative cooling of atoms in magnetic traps*, Phys. Rev. A **53** (1996), no. 5, 3403.
- [148] Y. Takasu, K. Maki, K. Komori, T. Takano, K. Honda, M. Kumakura, T. Yabuzaki, and Y. Takahashi, *Spin-singlet Bose-Einstein condensation of two-electron atoms*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003), no. 4, 040404–1.
- [149] T. Takekoshi and R. J. Knize, *CO₂ laser trap for cesium atoms*, Opt. Lett. **21** (1996), no. 1, 77.
- [150] T. Takekoshi, J. R. Yeh, and R. J. Knize, *Quasi-electrostatic trap for neutral atoms*, Opt. Commun. **114** (1995), no. 5, 421.
- [151] E. Tiesinga, A. Moerdijk, B. J. Verhaar, and H. T. C. Stoof, *Conditions for Bose-Einstein condensation in magnetically trapped atomic cesium*, Phys. Rev. A **46** (1992), no. 3, R1167.
- [152] E. Tiesinga, B. J. Verhaar, and H. T. C. Stoof, *Threshold and resonance phenomena in ultracold ground-state collisions*, Phys. Rev. A **47** (1993), no. 5, 4114.
- [153] Benoît T’Jampens, *Développement de méthodes asymptotiques pour l’étude des interactions entre atomes froids; détermination de longueurs de diffusion du sodium et du césium*, Ph.D. thesis, Université Paris XI, 2002.
- [154] B. Laburthe Tolra, N. Hoang, B. T’Jampens, N. Vanhaecke, C. Drag, A. Crubellier, D. Comparat, and P. Pillet, *Controlling the formation of cold molecules via a feshbach resonance*, Europhys. Lett. **64** (2003), no. 2, 171.

- [155] Bruno Laburthe Tolra, *Atomes, molécules et plasmas ultra-froids : transitions d'un gaz de rydberg gelé vers un plasma ultra-froid, contrôle de collisions de photoassociation dans des schémas de résonance de feshbach et de transition raman stimulée*, Ph.D. thesis, Université Paris XI, 2001.
- [156] T. Tommila, *Cooling of spin-polarized hydrogen atoms trapped in magnetic-field minima*, Europhys. Lett. **2** (1986), no. 10, 789.
- [157] C. Triché, P. Verkerk, and G. Grynberg, *Blue-Sisyphus cooling in cesium gray molasses and antidot lattices*, Eur. Phys. J. D **5** (1999), 225.
- [158] C. Valentin, M.-C. Gagné, J. Yu, and P. Pillet, *One-dimension sub-Doppler molasses in the presence of static magnetic field*, Europhys. Lett. **17** (1992), no. 2, 133.
- [159] N. Vanhaecke, Ch. Lisdat, B. T'Jampens, D. Comparat, A. Crubellier, and P. Pillet, *Accurate asymptotic ground state potential curves of Cs₂ from two-colour photoassociation*, Eur. Phys. J. D, soumis.
- [160] Nicolas Vanhaecke, *A paraître*, Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique, 2003.
- [161] D. A. Varshalovich, A. N. Moskalev, and V. K. Khersonskii, *Quantum theory of angular momentum*, World Scientific, Singapore, 1989.
- [162] P. Verkerk, B. Lounis, C. Salomon, C. Cohen-Tannoudji, J.-Y. Courtois, and G. Grynberg, *Dynamics and spatial order of cold cesium atoms in a periodic optical potential*, Phys. Rev. Lett. **68**.
- [163] V. Vuletić, C. Chin, A. J. Kerman, and S. Chu, *Degenerate Raman sideband cooling of trapped cesium atoms at very high atomic densities*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998), no. 26, 5768.
- [164] V. Vuletić, A. J. Kerman, C. Chin, and S. Chu, *Observation of low-field Feshbach resonances in collisions of cesium atoms*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), no. 7, 1406.
- [165] J.T.M Walraven, Proceeding of the 44 Th Scottish Universities Summer School in Physics, Stirling, 1996.
- [166] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Three-body recombinaison at large scattering lengths in an ultracold atomic gas*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003), 123201–1.
- [167] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Bose-Einstein condensation of cesium*, Science **299** (2003), 232.
- [168] ———, *Bose-Einstein condensation of cesium ; materials and methods*, 2003, disponible sur Science Online.
- [169] J. Weiner, V. S. Bagnato, S. C. Zilio, and P. S. Julienne, Rev. Mod. Phys. **71** (1999), 1.
- [170] D. Weiss, E. Riis, Y. Shevy, P. Ungar, and S. Chu, *Optical molasses and multilevel atoms : experiment*, J. Opt. Soc. Am. B **6** (1989), no. 11, 2072.
- [171] C. E. Wieman, Proceedings of the 16th International Conference on Atomic Physics (ICAP 1998) (W. E. Baylis and G. W. Drake, eds.), American Institute of Physics, Woodbury, NY, 1999, 1998, p. 1.
- [172] B. T. Wolschrijn, R. A. Cornelussen, R. J. C. Spreeuw, and H. B. van Linden van den Heuvell, *Guiding of cold atoms by a red-detuned laser beam of moderate power*, New Journal of Physics **4** (2002), 69.1.

-
- [173] H. Wu, E. Arimondo, and C.J. Foot, *Dynamics of evaporative cooling for Bose-Einstein condensation*, Phys. Rev. A **56** (1997), no. 1, 560.
- [174] H. Wu and C. J. Foot, *Direct simulation of evaporative cooling*, J. Phys. B **29** (1996), L321.
- [175] R. Wynar, R. S. Freeland, D. J. Han, C. Ryu, and D. J. Heinzen, *Molecules in a Bose-Einstein condensate*, Science **287** (2000), 1016.