



REFROIDISSEMENT PAR EVAPORATION D'UN JET D'ATOMES FROIDS GUIDE MAGNETIQUEMENT. DYNAMIQUE DES GAZ D'ATOMES FROIDS PIEGES.

David Guéry-Odelin

► To cite this version:

David Guéry-Odelin. REFROIDISSEMENT PAR EVAPORATION D'UN JET D'ATOMES FROIDS GUIDE MAGNETIQUEMENT. DYNAMIQUE DES GAZ D'ATOMES FROIDS PIEGES.. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2005. tel-00112221

HAL Id: tel-00112221

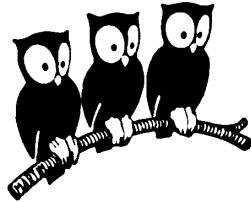
<https://theses.hal.science/tel-00112221>

Submitted on 7 Nov 2006

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.

**DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE
LABORATOIRE KASTLER BROSSEL**



HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES
spécialité : Physique Quantique

présentée par
David GUERY-ODELIN

Sujet de l'habilitation :

**REFROIDISSEMENT PAR EVAPORATION D'UN JET D'ATOMES
FROIDS GUIDE MAGNETIQUEMENT
DYNAMIQUE DES GAZ D'ATOMES FROIDS PIEGES.**

Soutenue le 24 novembre 2005 devant le jury composé de :

M. Alain Aspect	Rapporteur
M. Christian Bordé	Membre Invité
M. Claude Cohen-Tannoudji	Président
M. Jean Dalibard	Membre Invité
M. Jakob Reichel	Professeur Paris VI
M. Jacques Vigué	Rapporteur
M. Jook Walraven	Rapporteur

Table des matières

REMERCIEMENTS	5
Résumé/Abstract	9
CURRICULUM VITAE	13
Présentation Générale	25
1 Réalisation d'un jet atomique	33
1.1 L'injecteur	35
1.1.1 Configuration à quatre faisceaux laser de l'injecteur	35
1.1.2 Procédure de lancement	36
1.1.3 Lancement en continu	36
1.1.4 Lancement pulsé	39
1.2 Les sources d'alimentation de l'injecteur	40
1.2.1 Chargement en vapeur	40
1.2.2 Le pré-ralentisseur	41
1.2.3 Ralentisseur à effet Zeeman	42
1.3 Le montage actuel	46
1.4 Guide magnétique	46
1.4.1 Les guides magnétiques: Etat de l'art en l'an 2000.	46
1.4.2 Guide magnétique	47
1.5 Couplage au guide magnétique	51
1.5.1 Raccord lumineux	52
1.5.2 Raccord magnétique	54
1.6 Réalisation d'un jet continu	55

1.7	Résumé des différentes performances	56
1.8	Nos publications	57
2	Régime collisionnel	59
2.1	Filtrage par évaporation	61
2.1.1	Les antennes	61
2.1.2	Mesures de température	64
2.2	Le régime collisionnel	66
2.2.1	Introduction	66
2.2.2	Expériences à deux antennes	68
2.3	Gain dans l'espace des phases	71
2.3.1	Manipulation "hamiltonienne"	72
2.3.2	Evaporation par plusieurs antennes	73
2.3.3	Alimentation en continu d'un piège non dissipatif?	74
2.4	Bilan et perspectives de l'activité expérimentale	75
2.4.1	Bilan	75
2.5	Perspectives	78
2.6	Nos publications	79
3	Dynamique des gaz d'atomes froids piégés	81
3.1	L'équation de Boltzmann	82
3.1.1	Une brève introduction	82
3.1.2	Les solutions exactes de l'équation de Boltzmann	84
3.2	La méthode des moyennes	89
3.2.1	Formalisme dans le régime classique [A1]	90
3.2.2	Condensat de Bose-Einstein dans le régime de Thomas-Fermi [A2]	94
3.3	Les propriétés de rotation	95
3.3.1	Le mode ciseau [A3]	95
3.3.2	Mettre en rotation un gaz classique [A4]	96
3.4	Thermalisation	99
3.5	Influence des non-linéarités	101
3.5.1	Mélange non-linéaire	102
3.5.2	Le terme de champ moyen [A6,A7,A8]	103
3.5.3	L'intégrale de collisions [A9]	106

3.6	Nos publications	107
-----	----------------------------	-----

REMERCIEMENTS

L'exercice de style que constitue la rédaction d'un manuscrit d'habilitation à diriger des recherches présente à mes yeux deux intérêts : i) il offre une occasion unique de faire un bilan détaillé d'une petite dizaine d'années de recherche, et ii) il permet également de prendre toute la mesure de l'importance du soutien, et de la confiance que de nombreux collègues ont pu témoigner à mon égard. D'où l'importance que revêt pour moi cette partie consacrée aux remerciements.

Il m'apparaît évident de remercier en premier lieu et très chaleureusement Jean Dalibard. J'estime avoir eu une chance unique de pouvoir être formé dans son équipe, puis d'avoir eu ensuite la latitude suffisante pour mettre sur pied une nouvelle équipe du groupe atomes froids, avec un projet scientifique très ambitieux et entièrement novateur. Sa disponibilité, son humanité et ses conseils judicieux furent d'une importance capitale tout au long de ces dernières années. Je tiens à lui témoigner ici ma très sincère reconnaissance.

A la fin de ma thèse, je me suis rendu compte que je n'avais pas eu le temps d'approfondir suffisamment les aspects théoriques de mon travail expérimental. C'est la raison pour laquelle j'ai démarré une collaboration avec Gora Shlyapnikov, et j'ai rejoint ensuite en qualité de post-doc le groupe de Sandro Stringari à Trento en Italie. J'y ai démarré une activité que je devais ensuite poursuivre sur la dynamique des gaz piégés. J'ai réellement apprécié cette parenthèse entre la thèse et le poste permanent, où j'ai pu consacrer l'intégralité de mon temps à approfondir ma compréhension de ces systèmes. Je remercie Sandro Stringari, Lev Pitaevski, Stefano Giorgini et leurs collaborateurs pour tout ce qu'ils m'ont apporté.

Le projet expérimental, dont je présente l'état d'avancement dans ce manuscrit, n'a pu voir le jour que grâce à la conjonction de plusieurs facteurs. Sans le soutien de Claude Cohen-Tannoudji et de Catherine Bréchignac, je n'aurais pu bénéficier du statut de chercheur permanent au CNRS. J'avais certes une alternative car j'étais classé premier à

un poste de Maître de Conférence au Département de Physique de l'Ecole Normale Supérieure. Mais je crois sincèrement qu'une charge de Maître de Conférences ne m'aurait pas permis de mettre sur pied, partant de zéro, une expérience aussi complexe. Il était nécessaire au sens d'indispensable, au moins dans la première phase de ce projet, de pouvoir consacrer 100% de mon temps à la recherche. Je tiens à leur exprimer toute ma reconnaissance. J'ai appris également à me frotter à la difficile recherche de crédits. Sans un premier volant d'argent initial, dont le groupe a ponctuellement bénéficié du fait du prix Nobel de Claude Cohen-Tannoudji, je n'aurais pas pu démarrer mon projet. Ensuite mon expérience n'aurait pu se poursuivre sans l'attribution d'une ACI destinée aux jeunes chercheurs. Je tiens à remercier vivement Michèle Leduc pour le rôle crucial qu'elle a joué pour la mise en place de ces ACI, offrant une véritable perspective à de jeunes chercheurs comme moi à l'époque.

Le groupe Atomes Froids a une tradition de longue date qui consiste chaque vendredi matin à demander à l'une de ses sous-équipes de présenter ses travaux des dernières semaines. Ainsi nous pouvons faire part de l'état d'avancement, mais également des difficultés que nous avons rencontrées et des questions ouvertes. Parfois les discussions se poursuivent jusque dans les escaliers ... Il faut bien céder la salle aux élèves. Ces séminaires ont été l'occasion pour moi de bénéficier des nombreuses remarques et conseils de Claude Cohen-Tannoudji, Jean Dalibard, Christophe Salomon, Yvan Castin, Michèle Leduc, Frédéric Chevy ... La liste est tellement longue qu'il me serait difficile, à la vérité, de la rendre exhaustive. Je sais gré à tous ces collègues de l'intérêt qu'ils portent à nos recherches, et je tiens à les en remercier vivement. J'ai également beaucoup appris pendant les cours de Claude Cohen-Tannoudji au Collège de France.

L'équipe que nous avons fondée, a vu se succéder plusieurs générations d'étudiants en thèse et de visiteurs post-docs : Philippe Cren, Christian Roos, Johnny Vogels, Kenneth Günter, Thierry Lahaye, Zhaoying Wang et Gaël Reinaudi. L'aventure était risquée, mais nous pouvons désormais mesurer les progrès réalisés sur une échelle logarithmique ! Je tiens à les saluer pour leur courage, et à tous les remercier très vivement pour leur investissement. C'est grâce à eux que nous avons toujours pu nous hisser en tête de la compétition internationale sur notre thématique de recherche.

Mettre sur pied une nouvelle équipe implique de nombreuses interactions avec toutes les composantes des services techniques et administratifs tant de notre laboratoire que de notre département. Je tiens à exprimer ma reconnaissance à l'encontre de tous ceux qui

REMERCIEMENTS

ont par leur compétence et leur efficacité autorisé un avancement optimum de mon travail expérimental.

J'ai la chance de pouvoir remercier Franck Laloë à un double titre. En qualité de directeur du Laboratoire Kastler Brossel, il m'a toujours apporté son soutien, et a toujours manifesté beaucoup d'intérêt pour mes recherches. Par ailleurs, nous partageons une passion commune pour l'équation de Boltzmann, et nos nombreuses discussions sur ce sujet m'ont été très précieuses.

Ces dernières années, j'ai également eu une activité d'enseignement au DEA de Physique Quantique, rebaptisé depuis Parcours de Physique Quantique du Master de Sciences et Technologies seconde année ayant pour spécialité les Concepts Fondamentaux de la Physique (Ouf!). J'ai eu le plaisir d'interagir dans ce cadre avec Michel Brune, Claude Fabre, Claude Cohen-Tannoudji, Jean Dalibard, Pierre Desbiolles et Hélène Perrin. Je n'oublie pas les bons moments passés avec mes collègues du jury de la Sélection Internationale de l'ENS : Gérald Bastard, Werner Krauth, et Rémi Monasson.

J'ai, de plus, eu la chance de travailler avec Sébastien Balibar puis Vincent Hakim à l'organisation du séminaire du Département de Physique pendant deux années consécutives. Grâce à Yves Pomeau, je me suis également retrouvé en charge, avec Vincent Hakim, d'un numéro spécial des Comptes Rendus de l'Académie des Sciences ayant pour thème les avancées récentes dans le domaine des condensats de Bose-Einstein. Plus récemment, j'ai co-organisé un workshop avec Amandine Aftalion dans le fabuleux site de la Fondation des Treilles. Je tiens à la remercier vivement pour avoir dû assumer plus que sa part dans cette organisation.

Le dernier mot de ces remerciements revient naturellement au jury. Jook Walraven, Jacques Vigué et Alain Aspect ont eu la gentillesse d'accepter d'être rapporteurs de mon manuscrit. Je tiens à les en remercier. Alain a eu, de plus, la désagréable surprise de constater qu'un travail effectué dans son groupe en 2001 et qui n'était, dans l'esprit, pas sans lien avec certaines de nos expériences, n'était pas cité dans mon manuscrit. Je tiens à lui renouveler toutes mes excuses, nous ignorions tous l'existence de cette publication. Le présent manuscrit comporte naturellement une référence à ce travail. Merci également à Christian Bordé, Jakob Reichel, Jean Dalibard et Claude Cohen-Tannoudji d'avoir accepté de participer à ce jury, et pour Claude d'en avoir en plus assuré la présidence.

Résumé/Abstract

Résumé du manuscrit d'habilitation

Dans ce manuscrit, je présente la presque totalité de mes travaux scientifiques depuis ma soutenance de thèse. Au cours de cette période, mon activité de recherche a été double : (i) j'ai pris en charge une nouvelle expérience visant à produire une source continue d'ondes de matière cohérentes, et (ii) j'ai développé des outils analytiques pour cerner la dynamique des gaz d'atomes froids piégés.

Dans notre projet expérimental, un jet d'atomes froids et lents mais non dégénéré est couplé à un guide magnétique le long duquel un refroidissement par évaporation est mis en oeuvre. En d'autres termes, nous essayons de transposer les aspects temporels du protocole d'obtention des condensats de Bose Einstein dans le domaine spatial : dans notre montage les atomes sont progressivement refroidis grâce à des zones de refroidissement séparées spatialement. Une telle démarche doit permettre d'obtenir un flux continu d'atomes condensés. Une source de ce type, dont les propriétés sont radicalement différentes de celles d'une source thermique, pourrait constituer un outil de choix pour de nombreuses expériences. Les horloges atomiques, les interféromètres à ondes de matière, l'holographie atomique ou encore la nanolithographie sont autant de domaines qui peuvent potentiellement bénéficier d'amélioration par l'usage d'une source continue et cohérente d'atomes froids.

Dans le premier chapitre, je décris les différentes parties du dispositif expérimental et les premiers résultats que nous avons obtenus. Deux sources d'atomes ont été étudiées pour alimenter efficacement un piège magnéto-optique anisotrope qui sert d'injecteur d'atomes froids dans le guide magnétique : (i) un piège magnéto-optique purement bi-dimensionnel avec des faisceaux de refroidissement d'intensité relativement élevée, et (ii) un ralentisseur à effet Zeeman placé en sortie d'un four effusif à recirculation. Cette dernière source a permis de mesurer un taux de chargement de l'injecteur de 4×10^{10} atomes par se-

conde. Le confinement magnétique dans l'injecteur est assuré par un gradient de champ magnétique, alors que le lancement exploite la technique de la mélasse en mouvement. Le guide magnétique, dont l'entrée est placée à quelques centimètres seulement de l'injecteur, procure un gradient de confinement élevé sans altérer aucunement les performances de l'injecteur. Nous avons démontré, et pour la première fois, l'alimentation en continu d'un guide magnétique. Pour optimiser le transfert d'atomes, nous avons étudié différents protocoles de couplage en mode continu comme en mode pulsé. Les caractéristiques de notre jet atomique guidé sont désormais les suivantes : un flux de 7×10^9 atomes par seconde, une température de 400 micro K pour un confinement transverse de 600 Gauss/cm, et une vitesse moyenne de 1 m/s.

Le deuxième chapitre est dédié à la physique des collisions au sein du jet d'atomes guidé magnétiquement. Nous présentons tout d'abord une nouvelle technique spectroscopique de mesure de la température du jet. Grâce à deux antennes radio-fréquences disposées le long du guide, nous avons pu mettre le jet dans un état hors d'équilibre, puis suivre le retour à l'équilibre grâce à l'antenne placée en aval. Cette expérience montre le phénomène de thermalisation dans un régime collisionnel dominé par les ondes d. Dans une deuxième série d'expériences, le jet a été ralenti à une vitesse de 60 cm/s grâce à une pente appliquée sur la première partie du guide magnétique. Le taux de collisions relativement élevé a permis d'amorcer le refroidissement par évaporation forcé. Une réduction de la température par un facteur 4 a ainsi été obtenue, correspondant à un gain en densité dans l'espace des phases d'un ordre de grandeur.

Le dernier chapitre est consacré au développement de méthodes analytiques pour caractériser la dynamique des gaz piégés. Nous mis au point essentiellement deux outils. Le premier est la méthode dite des moyennes. Il a permis d'étudier les oscillations collectives d'un gaz classique, la mise en rotation d'un gaz par le biais d'une anisotropie tournante, et la dynamique de rethermalisation d'un mélange de gaz d'atomes froids. Cet outil a pu être étendu au cas d'un condensat de Bose Einstein dans le régime de Thomas-Fermi. Il a ainsi été possible d'étudier le mode ciseau. Ce mode d'oscillation pendulaire révèle les propriétés de superfluidité d'un condensat de Bose Einstein. Le deuxième outil que nous avons développé repose sur des solutions approchées par changement d'échelle de l'équation de Boltzmann. Nous avons montré ainsi que les temps de relaxation pertinents pour décrire l'amortissement des oscillations collectives d'un gaz classique piégé, et les expériences de temps de vol sont intimement reliés. Les deux méthodes que nous avons

élaborées permettent de décrire également tous les régimes collisionnels, et en particulier la transition d'un régime sans collision à un régime hydrodynamique. L'essentiel de nos prédictions théoriques a été utilisé soit pour analyser, expliquer ou extraire des informations de données expérimentales. Les outils que nous avons développés ont par ailleurs été largement utilisés et adaptés pour traiter des problèmes connexes de notre communauté.

Abstract of the manuscript

In this manuscript, I present the scientific work I did after my Ph.D. During this period, my research activity was focussed on two main topics: (i) an experiment on ultracold atoms aimed at realizing a continuous source of coherent matter waves, and (ii) a theoretical investigation of the dynamics of trapped gases.

In our experimental project, a non-degenerate, but already slow and cold beam of atoms, is injected into a magnetic guide where transverse evaporation is implemented. In other words, we intend to replace the time-dependent aspects of the cooling process involved in a regular Bose Einstein condensation machine, by a setup where the atoms are progressively cooled as they move along spatially separated cooling regions. This should allow us to reach continuous fluxes of condensed atoms. This source, whose properties will be very different from those of a thermal atomic beams, will provide a very useful tool for many experiments. Among those are atomic Rb fountain clocks, for which a continuous operation would allow for a significant increase of the signal to noise ratio. It is ideally suited for precision measurement. Also matter wave interferometers, atom holography and nanolithography experiments would benefit of such a well-collimated atomic beam.

In the first chapter, I describe the different stages of the experimental setup and the first results that we obtained. Two atom sources have been studied to load efficiently an anisotropic magneto-optical trap which serves as an injector of ultracold atoms into a magnetic guide: (i) a two dimensional magneto-optical trap with high cooling laser power, and (ii) an optimized Zeeman slower placed at the exit of a recirculating effusive oven. With the latter, a loading rate of 4×10^{10} atoms/s have been measured for the injector. The confinement of atoms in the injector is provided by transverse gradient of magnetic fields, and the launching of atoms relies on the moving molasses technique. The magnetic guide, whose entrance is placed at few centimeters from the injector magneto-optical trap center, provides strong magnetic gradient without affecting the performance of the magneto-optical trap. We have demonstrated experimentally, and for the first time, the

continuous loading of a slow and cold atomic beam into a magnetic guide. To optimize the transfer, we have studied different coupling schemes in the continuous and pulsed modes. The characteristics of the beam magnetically guided are the following: a flux of 7×10^9 atoms/s, a temperature of $400 \mu\text{K}$ for a strength of the confinement of 600 Gauss/cm , and a mean velocity of 1 m/s .

The second chapter is devoted to the physics of collisions on our magnetically guided atomic beam. We first present a new spectroscopic method to measure the temperature of the beam. By means of two radio-frequency antennas placed at different location on the magnetic guide, we were able to set the beam in an out-of-equilibrium state, and to follow the restoring of equilibrium with the second antenna. This experiment shows the occurrence of thermalization in the d-wave dominated regime. Atoms have also been subsequently slowed down to 60 cm/s using an upward slope. The relative high collision rate in the beam allows us to start forced evaporative cooling of the beam, leading to the reduction of the beam temperature by a factor of 4, and a ten-fold increase on the on-axis phase-space density.

The last chapter addresses some theoretical questions related to the dynamics of trapped gases. We have developed two new tools well-adapted to analyse the dynamics of gases confined by a harmonic potential. The first one is the method of averages for a classical gas. It has permitted to study the collective oscillations, the spinning up by a rotating anisotropy, and the thermalization of mixtures of ultracold gases. This tool has also been extended to the case of a Bose Einstein condensate in the Thomas-Fermi regime. It has been used to propose the investigation of the scissors mode. Such a pendular oscillation reveals the effect of superfluidity exhibited by a Bose Einstein condensate. The second tool that we have developed is based on approximated solutions of the Boltzmann equation with a scaling ansatz. Within this framework, we have shown a link between the relaxation times relevant for the damping of the collective oscillations and for the expansion of a gas in a time-of-flight experiment. Both methods can also describe the crossover between the collisionless and hydrodynamic regime of a trapped gas in the classical regime. Our theoretical predictions have been confronted to experiments. The tools we have developed have also been extensively used and adapted to address related questions of our field.

CURRICULUM VITAE

GUERY-ODELIN David

Nationalité française, 34 ans.

Chargé de recherche au CNRS

Laboratoire Kastler Brossel (UMR8552)

Poste

2004 : Chargé de recherche au CNRS de 1ère classe.

2000 : Chargé de recherche au CNRS de 2ième classe.

1996 - 2000 : Agrégé préparateur au Département de Physique de l'ENS (Ulm).

1995 - 1996 : Elève fonctionnaire stagiaire à l'ENS (Ulm).

1994 - 1995 : Scientifique du contingent (Laboratoire de Physique Statistique de l'ENS Lyon).

1991 - 1994 : Elève fonctionnaire stagiaire à l'ENS (Ulm).

Formation

2005 : Habilitation à diriger des recherches, soutenue le jeudi 24 novembre 2005, *Refroidissement par évaporation d'un jet d'atomes froids guidé magnétiquement. Dynamique des gaz d'atomes froids piégés.*

1999 : Post-doc dans le groupe du Professeur S. Stringari, Université de Trento (Italie) :
Etude des modes d'oscillations d'un gaz classique piégé. Superfluidité des condensats de Bose-Einstein.

1998 - 1999 : Collaboration avec le Professeur G. Shlyapnikov (Moscou et Amsterdam) :
Rôle des collisions inélastiques dans un condensat.

1995 - 1998 : Doctorat de l'Université Paris VI, soutenue le 30 novembre 1998, mention Très Honorable avec les félicitations du jury : *Dynamique collisionnelle des atomes alcalins lourds : du refroidissement évaporatif à la condensation de Bose-Einstein.*
 Travail effectué sous la direction de J. Dalibard dans le groupe Atomes Froids du Laboratoire Kastler Brossel.

1995 - 1996 : Agrégation de Sciences Physiques, option Physique (rang : 3).

1991 - 1994 : Magistère Interuniversitaire de Physique, mention Bien :

- DEA de Physique Quantique (rang : 2, mention Bien). Stage de DEA : " *Réalisation d'un robinet à atomes. Etude d'un miroir à atomes.* " sous la direction de J. Dalibard, Laboratoire Kastler Brossel.
- Stage de 6 mois : " *Interaction laser intense-matière* " sous la direction de T. Lehner et J. M. Rax, au Service des Photons, Atomes et Molécules (DRECAM, CEA Saclay).
- Licence et Maîtrise de Physique (mention Bien).

1991 : Admission à l'Ecole normale supérieure de Paris en Sciences (rang : 16).

1989 - 1991 : Classes préparatoires au lycée Descartes, Tours.

Prix

2000 - 2001 : Lauréat 2000 du concours d'Actions Concertées Incitatives du ministère de la recherche.

Publications

1. *Atomic Wave Diffraction and Interference Using Temporal Slits*, P. Szriftgiser, D. Guéry-Odelin, M. Arndt, and J. Dalibard, Phys. Rev. Lett., **77**, 4 (1996).

2. *Observation of a Zero-Energy Resonance in Cs-Cs Collisions*, M. Arndt, M. Ben Dahan, D. Guéry-Odelin, M.W. Reynolds, and J. Dalibard, Phys. Rev. Lett., **79**, 625 (1997).
3. *Giant Spin Relaxation of an Ultracold Cesium Gas*, J. Söding, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, G. Ferrari, and J. Dalibard, Phys. Rev. Lett., **80**, 1869 (1998).
4. *Strong Evaporative Cooling of a Trapped Cesium Gas*, D. Guéry-Odelin, J. Söding, P. Desbiolles and J. Dalibard, Optics Express, **2**, 323 (1998).
5. *Is Bose-Einstein condensation of atomic cesium possible?*, D. Guéry-Odelin, J. Söding, P. Desbiolles, and J. Dalibard, Europhysics Letters, **44**, 25 (1998).
6. *Three body decay of a rubidium Bose-Einstein condensate* J. Söding, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, F. Chevy, H. Inamori and J. Dalibard, Appl. Phys. B **69**, 257 (1999).
7. *Scissors Mode and Superfluidity of a trapped Bose-Einstein Condensed Gas*, D. Guéry-Odelin and S. Stringari, Phys. Rev. Lett. **83**, 4452 (1999).
8. *Collective oscillations of a classical gas in harmonic traps*, D. Guéry-Odelin, F. Zambelli, J. Dalibard and S. Stringari, Phys. Rev. A **60**, 4851 (1999).
9. *Excitation-assisted inelastic processes in trapped Bose-Einstein condensates*, D. Guéry-Odelin and G. Shlyapnikov, Phys. Rev. A **61**, 13605 (2000).
10. *Spinning up and down a Boltzmann gas*, D. Guéry-Odelin Phys. Rev. A **62**, 033607 (2000).
11. *Mean-field effects in a trapped classical gas*, D. Guéry-Odelin , Phys. Rev. A **66**, 033613 (2002).
12. *Loading of a cold atomic beam into a magnetic guide*, P. Cren, C. F. Roos, A. Aclan, J. Dalibard and D. Guéry-Odelin, Eur. Phys. J. D. **20**, 107 (2002).
13. *Continuous loading of a non-dissipative atom trap*, C. F. Roos, P. Cren, D. Guéry-Odelin and J. Dalibard, Europhys. Lett. **61**, 187 (2003).
14. *A source of cold atoms for a continuously loaded magnetic guide*, C. F. Roos, P. Cren, J. Dalibard and D. Guéry-Odelin, Physica Scripta **T105**, 19 (2003).
15. *Injection of a cold atomic beam into a magnetic guide*, C. F. Roos, P. Cren, T. Lahaye, J. Dalibard and D. Guéry-Odelin, Laser Physics **13**, 605 (2003).
16. *Propagation of guided cold atoms*, T. Lahaye, P. Cren, C. F. Roos and D. Guéry-Odelin, Comm. Nonlin. Sci. Num. Sim. **8**, 315 (2003).

17. *Dynamics of a classical gas including dissipative and mean field effects*, P. Pedri, D. Guéry-Odelin and S. Stringari, Phys. Rev. A **68**, 043608 (2003).
18. *Dynamics of a trapped ultracold two-dimensional atomic gas*, D. Guéry-Odelin and T. Lahaye, C.R. Physique **5**, 55 (2004).
19. *How to reach the collisional regime on a magnetically guided atomic beam*, J. M. Vogels, T. Lahaye, C. F. Roos, J. Dalibard and D. Guéry-Odelin, Proceedings of Euroschool on Quantum Gases in Lower Dimensions, Les Houches, 15-25 April 2003, eds L. Pricoupenko, H. Perrin, and M. Olshanii, J. Phys. IV **116**, 259 (2004).
20. *Realization of a magnetically guided atomic beam in the collisional regime*, T. Lahaye, J. M. Vogels, K. J. Günter, Z. Wang, J. Dalibard, and D. Guéry-Odelin, Phys. Rev. Lett., **93**, 093003 (2004).
21. *Discrete-step evaporation on an atomic beam*, T. Lahaye and D. Guéry-Odelin, Eur. Phys. J. D. **33**, 67 (2005).
22. *Evaporative Cooling of a Guided Rubidium Atomic Beam*, T. Lahaye, Z. Wang, G. Reinaudi, S. P. Rath, J. Dalibard and D. Guéry-Odelin, Phys. Rev. A. **72**, 033411 (2005).
23. *Thermalization in ultracold gases mixtures*, M. Anderlini and D. Guéry-Odelin, cond-mat:0507681 soumis à Phys. Rev. A.

Contributions à un ouvrage collectif

- *Atom Optics and interferometry with atomic mirrors*, M. Arndt, P. Desbiolles, D. Guéry-Odelin, A. M. Steane, P. Szriftgiser, J. Dalibard, Proceedings of SPIE **2995**, ed. M.G.Prentiss and W.D.Phillips (1997) p.174.
- *Interferometry and dissipative optics with atoms*, P. Szriftgiser, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, M. Arndt, A. Steane and J. Dalibard, Proc. of the International Conference "Quantum optics IV" Acta Physica Polonica A **93**, 197, Polish Academy of Sciences (1998).
- *Bose-Einstein condensation: an introduction*, D. Guéry-Odelin, "Peyresq Lectures on Nonlinear Phenomena, Vol. 2", Ed. J-A Sepulchre, World Scientific, Singapore, 2003, p.143-167.

Conférence invitées

- Conférence *Degenerate Quantum Gases*, Les Treilles (7-13 février 2005).

- Conférence *Quantum optics*, Les Houches (14-18 février 2005).
- Conférence *Physique avancée et propulsion spatiale*, CNES, 24 juin 2003.
- Conférence *DAMOP 2003*, Boulder (Colorado), 20-24 mai 2003.
- Conférence *Euroschool on Quantum Gases In Low Dimensions*, Les Houches, 15-25 avril 2003.
- Conférence *5th Workshop on the Laser Cooling*, Awaij-Yumebutai (Japon), 7-9 janvier 2003.
- Conférence *34th EGAS*, 9-12 juillet 2002, Sofia (Bulgarie).
- Conférence *Laser Physics 2002*, 1-5 juillet 2002, Bratislava (Slovaquie).
- Conférence *International Workshop on Chaotic Transport and Complexity in Classical and Quantum Dynamics*, Carry-Le-Rouet, 24-29 Juin 2002.
- Conférence *Cold Molecules*, Les Houches, 3-8 mars 2002.
- Conférence *GREX*, Grasse, 11-13 Octobre 2000.
- Conférence *Rotating Bose-Einstein condensates*, Trento (Italie) du 11-13 juin 2000.
- Conférence *Quantum degeneracy in trapped gases* au chateau du CNRS à Gif-sur-Yvette, 11-13 février 1999.
- Conférence *Bose-Einstein Condensation*, San Miguel, Espagne, 11-17 septembre 1999.

Cours donnés à des écoles d'été et dans des universités étrangères_____

- Série de 4 cours sur les atomes froids, Université de Bilbao, 16-17 septembre 2004 :
Lecture 1 : Laser-Atom Interactions, Applications ; Lecture 2 : Non dissipative trap, Evaporative cooling, Bose-Einstein condensation ; Lecture 3 : Trapped gases in the classical regime ; Lecture 4 : Gross-Pitaevskii equation, Hydrodynamic Approach, Superfluidity.
- Série de 2 cours *Experiments with neutral atoms*, FANTOM and EU-Networks (Ion Catcher, NIPNET, HITRAP) study week on Trapping and Manipulating Atomic and Subatomic Particles, Leuven, 2-6 Juin 2003.
- Série de 2 cours *Expériences avec des condensats de Bose-Einstein* à l'école d'été de Peyresq "Lectures on Nonlinear Phenomena", 11-16 juin 2001.

Vulgarisation scientifique, Séminaires de cours

- Séminaire intitulé *Histoire des basses températures : de la cryogénie de l'hélium à la condensation de Bose-Einstein*, au cours maîtrise de physique quantique du Prof. C. Delalande, 18 novembre 2005.
- Participation à un colloque, Sciences et Société, en vue de la rédaction d'un dictionnaire des sciences, à la Fondation des Treilles, 18-22 juillet 2005.
- Séminaire intitulé *Physique des Atomes Froids*, au cours maîtrise de physique quantique du Prof. C. Delalande, 19 novembre 2004.
- Conférence intitulée *Atomes Froids*, présentation de notre activité aux normaliens scientifiques de première année, septembre 2004.
- Conférence intitulée *Physique quantique et atomes froids* dans le cadre des journées portes ouvertes à l'Ecole normale supérieure, organisée par *Envie d'amphi*, 6 décembre 2003.
- Séminaire intitulé *Physique quantique et atomes froids*, dans le cadre de l'Université dans la cité, organisé par Paris VI le 22 avril 2003.
- Séminaire intitulé *Physique quantique et atomes froids*, dans le cadre de la semaine de la science au lycée de Champagne sur Seine, le 16 octobre 2002.
- *La superfluidité des condensats*, D. Guéry-Odelin, Pour la Science, pp 30-35, Juin 2002.
- Séminaire pour les élèves du Magistère Interuniversitaire de Paris, intitulé *de la condensation de Bose-Einstein au laser à atomes* le 22 mars 2002.
- Séminaire pour les élèves du cursus Math-Physique de l'école normale supérieure, *Condensation de Bose-Einstein : quelques expériences récentes*, le 13 septembre 2002.

Ecoles d'été, présentation de poster, séminaires de laboratoire

1. Séminaire au Laboratoire Kastler Brossel, *Vers la réalisation d'une atomique cohérente et continue*, 14 juin 2005.
2. Séminaire au laboratoire de Physique des interactions ioniques et moléculaires à Marseille, *Refroidissement par évaporation d'un jet atomique guidé*, le 5 janvier 2005.
3. Séminaire au Service de Physique de l'Etat condensé (SPEC) au centre d'étude de Saclay (CEA) à l'Orme les merisiers, *Condensation de Bose Einstein avec des atomes*

ultrafroids : techniques expérimentales et les nouveaux axes de recherche, le 30 juin 2004.

4. Séminaire au Laboratoire de Physique Théorique de la Matière Condensée (LPTMC) de Paris VII, *Vers un laser à atomes continu*, le 11 mars 2004.
5. Séminaire à l'université de Trento (Italie), *Magnetic guided beams : a first step towards a continuous atom laser*, le 9 mai 2003.
6. Séminaire dans le cadre d'une journée de rencontre entre mathématiciens et physiciens portant sur le thème de l'interaction entre partie thermique et condensat de Bose-Einstein organisée le jeudi 20 février 2003.
7. Séminaire au Laboratoire de Physique des Lasers Atomes et Molecules de Lille, intitulé *Loading of a magnetic guide: towards a continuous and intense ultracold beam*, le 19 juin 2002.
8. Conférence des jeunes entrants au CNRS : Encre à Autrans du 7 au 14 Juin 2001.
9. Séminaire au Laboratoire de Physique Théorique et Modèle Statistiques (Orsay) : *de la condensation de Bose Einstein au laser à atomes*, le mercredi 4 Avril 2001.
10. Poster à Cargèse Conférence "Bose-Einstein condensates and atom lasers", *Towards a continuous atom laser*, 25 juillet 2000
11. Journées de prospectives du laboratoire Kastler Brossel. Exposé intitulé *Condensation de Bose-Einstein : Expériences et théorie*, 3-4 mai 1999.
12. *Summer school : Bose-Einstein Condensation*, Varenna, Italie, 7-17 juillet 1998.
13. *Fundamentals of Quantum Optics I*, Innsbruck, Autriche, 12-17 janvier 1996. Présentation d'un poster intitulé *Zero Energy resonance in Cs atoms*

Responsabilités

- Responsable depuis 2005 des stages du Parcours de Physique quantique (Master 2).
- Co-responsable avec Michel Brune et Manuel Joffre du recrutement des étudiants du Parcours de Physique Quantique (Master 2).
- Co-organisateur avec Amandine Aftalion, d'une rencontre entre mathématiciens et physiciens sur les Gaz Quantiques Dégénérés, à la Fondation des Treilles, 7-13 juillet 2005.
- Rédacteur en chef invité avec V. Hakim et Y. Pomeau du Numéro 1, Tome 5 (2004) des Comptes Rendus de l'académie des sciences pour le dossier intitulé *Bose-Einstein*

condensates: recent advances in collective effects.

- Membre de la commission de spécialistes du département de physique de l'école normale supérieure, nomination en 2003.
- Responsable pour la physique du Jury de la sélection Internationale de l'ENS (2002-2005).
- Co-organisateur avec F. Nez puis B. Grémaud du séminaire des doctorants du laboratoire Kastler Brossel depuis 2003.
- Co-organisateur avec S. Balibar puis V. Hakim du séminaire général du département de physique de l'école normale supérieure 2001-2003.
- Organisation de la Semaine de la Science au département de physique de l'Ecole normale supérieure en 1999 et en 2000.
- Responsable de la bibliothèque du Magistère Interuniversitaire de Physique de 1996 à 1998.
- Secrétaire pédagogique du concours d'entrée en Sciences (D/S) à l'Ecole normale supérieure de Paris en 1997.

Activités d'enseignement

2004 - 2005 : Cours sur la condensarion de Bose Einstein pour l'option Atomes Froids du "DEA" de Physique Quantique

2000 - 2005 : Travaux dirigés pour le cours de Claude Fabre Interactions Atomes-Photons au DEA de Physique Quantique.

2002 - 2004 : Travaux dirigés pour le cours de J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji Atomes-Froids au DEA de Physique Quantique.

2000 - 2005 : Membre du Jury de physique de la sélection internationale de l'ENS.

1996 - 2000 : Travaux dirigés pour le pour le cours de B. Roulet (Physique Statistique) au Magistère Interuniversitaire de Physique.

1997 - 1998 : Travaux dirigés pour le cours de C. Delalande (Mécanique Quantique) au Magistère Interuniversitaire de Physique.

2000 - 2004 : Encadrement de projets expérimentaux (stabilisation d'une diode laser, spectre d'absorption saturée d'atomes de rubidium, propriétés spectrales d'un cristal de Rubi).

1998 - 2000 : Encadrement des travaux pratiques au centre de préparation à l'agrégation de Physique (option Physique) de Montrouge.

1999 - 2000 : Cours-Travaux dirigés de physique statistique au centre de préparation à l'agrégation de Montrouge.

1999 - 2002 : Mise au point d'épreuves écrites pour la préparation à l'agrégation de physique du CNED. Problèmes de mécanique (1999), mécanique quantique (2000), d'électromagnétisme (2001) et de mécanique (2002).

1996 - 2002 : Interrogateur en mathématiques supérieures option PCSI et MPSI au lycée Saint-Louis (Paris) et/ou au lycée Louis Le Grand (Paris).

Encadrement de doctorants et de post-doctorants

- Thèse de Philippe Cren (1999-2003).
- Thèse de Thierry Lahaye depuis (2002-2005).
- Thèse de Kenneth Günter (première année) dans le cadre d'un échange européen de type QPAF (2003-2004).
- Thèse de Gaël Reinaudi depuis (2004-).
- Post-doc de Christian Roos (Juin 2000-Octobre 2002).
- Post-doc de Johnny Vogels (Octobre 2002-Mars 2004).
- Post-doc de Zhaoying Wang (Décembre 2003-).

Encadrement de stages universitaires

- Stage de cursus mixte d'Olivier Verzelen, étudiant en première année du magistère interuniversitaire de Physique, sur la dérivation de l'équation de Boltzmann quantique par la méthode BBGKY (encadrement assuré en collaboration avec Y. Castin), (février-juin 1997).
- Stage expérimental d'Olivier Verzelen, étudiant en première année du Magistère Interuniversitaire de Physique, sur la mise en évidence des collisions inélastiques au sein des gaz de césium ultrafroids (Juillet 1997).
- Stage numérique de Jan Eichorn, étudiant en première année du Magistère Interuniversitaire de Physique, simulation Monte-Carlo des gaz d'atomes ultra-froids (février-juin 1998).

- Stage expérimental de Jean-Christophe Antona, étudiant en dernière année à l'école polytechnique, condensation de Bose-Einstein d'un gaz de rubidium (avril-juin 1998).
- Stage numérique de Francesca Zambelli, étudiante italienne (niveau DEA), sur les oscillations collectives d'un gaz classique étudiées grâce à une simulation Monte-Carlo (septembre-décembre 1998).
- Stage expérimental de 6 mois de Aydin Aclan, étudiant allemand (niveau DEA), sur l'interface informatique d'une expérience (février-juin 2000).
- Stage de Magistère de 6 mois d'Emilie Dupont, étude théorique et mise en place d'un guide lumineux pour atomes froids (février-juin 2000).
- Stage de DEA de Physique Quantique de Vincent Bretin, simulation Monte-Carlo et modélisation théorique des gaz classiques en rotation (janvier-avril 2000).
- Stage de DEA de Physique Quantique de Céline Anthoine, mise au point d'un montage de transition à deux photons (janvier-avril 2001).
- Stage numérique du Magistère de Physique de Carlos Munos , étude de gaz de sphères dures en rotation à 2D et 3D (février-juin 2001).
- Stage du DEA Laser-matière de Philippe Hyafil (avril-juillet 2001), mise au point expérimentale d'un raccordement lumineux entre un piège magnéto-optique bidimensionnel et un guide magnétique.
- Stage de DEA de Physique Quantique de Thierry Lahaye, jet dans un guide comprimé : les différents régimes; mise au point d'un MOPA (janvier-avril 2002).
- Stage numérique du Magistère de Physique de Anas Jarjour, dispersion d'un paquet d'atomes dans un guide comprimé (mars-juin 2002).
- Stage expérimental et numérique d'Antoine Gras, stage de fin de scolarité de l'école polytechnique, Mise au point d'un MOPA et modélisation du stockage d'atomes dans des anneaux (avril-juin 2002).
- Stage expérimental et numérique de Leticia Tarruell, étudiante en maîtrise à Paris VI, Etude numérique en analytique du mode octopolaire d'un gaz d'atomes piégés et mise au point d'un ralentisseur Zeeman (mai-juillet 2003).
- Stage bibliographique de Martin Lenz, Magistère de Physique, sur la condensation de Bose-Einstein grâce à des circuits imprimés, et les transformations adiabatiques des gaz de Bose.
- Stage de DEA d'Antoine Senger, Dynamique collisionnelle d'un jet d'atomes de

rubidium dans un guide magnétique (janvier-avril 2004).

- Stage du Magistère de Physique de Lyon de Karol Kozłowski, Probing atomic distribution with evaporation (Mai-Juillet 2004).
- Stage numérique du Magistère de Physique de Steffen Patrick Rath, Rotation rapide d'un gaz piégé (octobre 2004-février 2005).
- Stage du Magistère de Physique de Steffen Patrick Rath, Etudes préliminaires sur des expériences d'interférométrie dans un guide magnétique, (février 2005-juillet 2005).

Présentation Générale

Mon activité de recherche a débuté avec ma thèse en septembre 1995. Le contexte était particulier dans la mesure où la communauté de physique atomique venait de vivre une véritable révolution avec la réalisation, pour la première fois, d'un condensat de Bose-Einstein d'atomes de rubidium 87 par l'équipe d'Eric Cornell et de Carl Wieman à l'université de Boulder (Colorado) en mai 1995. Par suite, mon projet de thèse a naturellement été réorienté vers ce nouveau domaine des gaz quantiques dégénérés.

Mon premier travail de recherche avait trait à l'optique atomique. Il s'inscrivait dans la continuité d'études menées au préalable dans l'équipe de Jean Dalibard portant sur les rebonds d'atomes sur une onde évanescente à la surface d'un prisme. Une série d'expériences avait permis de démontrer la modulation de phase d'ondes de de Broglie d'atomes individuels par une modulation de l'intensité de la nappe réfléchissante de lumière. En collaboration avec Pascal Szriftgiser et Markus Arndt, et sous la direction de Jean Dalibard, nous avons poursuivi ces travaux avec la mise en évidence de diffraction puis d'interférences d'ondes de matière dans le domaine temporel, grâce à un protocole de sélection de certaines classes d'atomes lors de leurs rebonds successifs [A1,A2,A3].

Le montage expérimental a ensuite été complété par la mise en place de bobines de champs magnétiques. L'objectif était de réaliser le piégeage magnétique d'atomes de césium, puis de mettre en œuvre la technique, désormais classique, de refroidissement par évaporation. Cette dernière repose sur l'élimination des atomes les plus énergétiques résultant des collisions élastiques entre atomes. Ce refroidissement autorise une augmentation de la densité dans l'espace des phases pour les atomes restants à condition que le taux de collisions élastiques soit largement supérieur au taux de pertes inélastiques.

Notre premier travail dans ce domaine a consisté à déterminer la section efficace de collisions élastiques entre atomes de césium 133 préparés dans leur état doublement polarisé $|6S_{1/2}; F = m_F = 4\rangle$. Nous avons ainsi pu mettre en évidence la présence d'une résonance

à énergie nulle [A4]. Ce résultat était a priori de bon augure pour le refroidissement par évaporation qui requiert un taux de collisions élastiques élevé. Toutefois, une limitation du gain dans l'espace des phases a rapidement été observée [A5]. L'origine a pu en être trouvée par le constat d'un échauffement du gaz piégé magnétiquement d'autant plus prononcé que la densité atomique était importante. La compétition entre l'évaporation d'une part et les pertes inélastiques d'autre part explique la saturation observée du gain dans l'espace des phases à seulement un ordre de grandeur.

Les efforts se sont donc ensuite tournés vers l'autre état fondamental du césium 133 : l'état hyperfin inférieur ($|6S_{1/2}; F = -m_F = 3\rangle$). Nous avons également mesuré un taux de collisions inélastiques particulièrement élevé en comparaison des autres alcalins, mais toutefois plus faible que celui de l'état triplet [A6]. Cette fois-ci un emballement du refroidissement par évaporation a été observé, il a permis de gagner plus de cinq ordres de grandeur dans l'espace des phases [A7]. Les collisions inélastiques aux densités atomiques ainsi réalisées ne nous ont toutefois pas permis d'atteindre le seuil de condensation.

Deux choix étaient possibles pour l'expérience : soit nous persévérons dans la direction de la condensation des atomes de césium par le biais de pièges optiques ou de pièges mixtes optique et magnétique, soit nous changions d'atomes. Nous avons opté pour la deuxième solution. Le dispositif expérimental a été adapté aux atomes de rubidium : les sources laser ont toutes été remplacées, mais la génération de champs magnétiques est restée inchangée. La condensation de Bose-Einstein a été observée quelques mois seulement après cette modification. La caractérisation du condensat et l'étude de sa durée de vie ont ensuite fait l'objet d'une étude détaillée. Nous avons identifié les collisions inélastiques à trois corps comme responsables de la durée de vie finie d'un condensat de rubidium dans son état triplet [A8].

Ce travail de thèse a soulevé à mon sens de nombreuses questions corrélatives à nos premiers pas dans ce nouveau domaine de la physique, celui des gaz dégénérés. Mes premiers travaux en qualité de post-doctorant visaient à répondre à des questions portant sur les aspects de modélisation que je n'avais pas eu le temps d'approfondir au cours de la thèse :

- Les collisions inélastiques qui prennent place dans le condensat de Bose Einstein engendrent a priori des excitations. Mais comment peut-on décrire ces processus ?
- La modélisation de la dynamique de rethermalisation du gaz dans un régime non dégénéré avait, par exemple, été effectuée par le biais de simulations numériques de

type dynamique moléculaire. Il me semblait nécessaire de développer des approches analytiques avec pour point de départ l'équation de Boltzmann pour caractériser de manière plus générale la dynamique des gaz piégés.

La première question a fait l'objet d'une collaboration de plusieurs mois avec le Pr. G. Shlyapnikov [A9], et les travaux ayant trait à la dynamique des gaz classiques piégés ont été amorcés au cours de mon séjour post-doctoral en Italie avec le Pr. S. Stringari. Le nouvel outil que nous avons mis au point est une méthode dite de moments [A10,A11]. Cette méthode a permis l'étude des oscillations collectives d'un gaz classique confiné, puis de la dynamique de mise en rotation des gaz piégés [A12], et plus récemment de la thermalisation de différentes espèces [A13]. J'ai également proposé la mise en évidence du caractère superfluide d'un condensat de Bose-Einstein par l'excitation d'un mode pendulaire (le mode ciseau). Le spectre d'excitation comporte en effet deux composantes dans le cas classique contre une seule dans la phase superfluide [A14]. Cette différence tire son origine de la faible valeur du moment d'inertie de la phase superfluide.

J'ai développé ultérieurement une autre méthode pour les gaz dans le régime classique, celle des solutions approchées par changement d'échelle, qui permet de relier les expériences d'oscillations collectives, et les expériences de temps de vol où le confinement est supprimé abruptement [A15,A16,A17]. L'ensemble de ces travaux de modélisation est présenté dans le dernier chapitre de ce mémoire intitulé "Dynamique des gaz d'atomes froids piégés".

Mon activité de recherche principale est expérimentale, elle vise à réaliser un jet d'atomes cohérent dans le régime de dégénérescence quantique, soit l'équivalent pour des ondes de matière d'un laser.

A ce jour, la seule technique démontrée expérimentalement pour disposer d'une onde de matière cohérente consiste à vider progressivement un condensat confiné par un piège magnétique. On obtient ainsi un filet d'atomes qui s'interrompt une fois le condensat vide. Il faut ensuite remplir de nouveau le piège magnétique et recommencer la séquence d'évaporation. Les jets atomiques ainsi produits sont baptisés "lasers à atomes pulsés", et leur flux est au mieux d'un million d'atomes par minute. Ce faible flux constitue un frein au développement d'applications à partir de ces sources atomiques.

L'objet de mon travail de recherche expérimentale de ces dernières années a été de mettre au point les différents composants permettant d'envisager dans un avenir proche une source atomique cohérente, continue et intense.

Deux approches ont été envisagées. La première repose sur la mise au point d'un réservoir permanent d'atomes condensés alimenté périodiquement par d'autres condensats¹. La mise en œuvre réalisée par le groupe de W. Ketterle (MIT) reposait sur l'usage de pièges dipolaires pour lesquels on ne dispose pas de coupleur de sortie. La deuxième approche que nous avons retenue consiste à transposer les techniques de productions de condensats à des jets atomiques guidés magnétiquement.

Une telle source continue et intense pourrait être utilisée pour alimenter un dispositif métrologique, comme une horloge à atomes froids ou des interféromètres atomiques, afin de mesurer par exemple des champs de rotation ou d'accélération. Elles pourraient également servir à la nanolithographie, si le flux atomique est suffisant pour déposer un motif donné en un temps raisonnable.

Je suis revenu dans l'équipe Atomes Froids du laboratoire Kastler Brossel dès septembre 1999 pour construire ce prototype de "laser à atomes continu". Ce projet de recherche a ensuite motivé ma candidature au CNRS que j'ai intégré en octobre 2000. J'ai eu la chance d'obtenir, de la part du ministère de la recherche, une aide financière conséquente sous la forme d'une Action Concertée Incitative destinée aux jeunes chercheurs, pour lancer ce projet. L'équipe Atomes Froids comporte depuis cette date quatre sous-équipes expérimentales dont les thématiques sont : la photoassociation d'atomes d'hélium métastable, les condensats en rotation, le régime de dégénérescence quantique pour des fermions et la réalisation d'un jet d'atomes froids et cohérent. Je suis devenu de facto responsable avec Jean Dalibard de cette dernière expérience. En moyenne, 4 à 5 personnes sont impliquées dans notre projet : un ou deux étudiants en thèse, un post-doc, Jean Dalibard et moi-même.

Un modèle théorique d'évaporation d'un jet d'atomes guidé avait été publié² dès 1999. Il a constitué naturellement une motivation majeure dans la mise en place de notre projet. Au démarrage de cette étude, peu de résultats étaient disponibles sur les jets d'atomes lents et denses. Les meilleurs résultats en matière de couplage d'atomes dans un guide magnétique, faisaient état d'une alimentation par des nuages comportant quelques 10^4 atomes dans des guides magnétiques de dimensions centimétriques. Pour répondre à notre " cahier des charges ", il a fallu gagner des ordres de grandeur sur le nombre d'atomes et

1. A. P. Chikkatur, Y. Shin, A. E. Leanhardt, D. Kielpinski, E. Tsikata, T. L. Gustavson, D. E. Pritchard, W. Ketterle, *Science* **296**, 2193 (2002).

2. E. Mandonnet, A. Minguzzi, R. Dum, I. Carusotto, Y. Castin and J. Dalibard, *Eur. Phys. J. D* **10**, 9 (2000).

sur les dimensions du guide. La figure 1 résume, sous la forme d'un schéma synoptique, les principales étapes de l'expérience.

Le premier objectif de notre recherche était de mettre à profit les techniques de manipulation et de piégeage laser pour mettre au point une source d'atomes de rubidium de vitesse moyenne basse et ajustable entre 0 et 3 m/s. Cette source est baptisée *injecteur*.

Le deuxième objectif était la réalisation d'un guide magnétique de grande longueur, alimenté par l'injecteur. Le transfert entre l'injecteur et le guide magnétique requiert de multiples précautions. Nous avons réalisé la première alimentation en continu d'atomes froids dans une guide magnétique dès 2001 [A18,A19,A20].

Notre troisième objectif avait trait au refroidissement par évaporation des atomes guidés magnétiquement. Dans un premier temps nous avons mis au point une nouvelle méthode de mesure de température par évaporation radio-fréquence (rf) [A18,A20]. A la suite de nombreux essais, nous avons finalement trouvé un protocole qui permet de faire entrer le jet d'atomes guidé dans le régime collisionnel. Grâce à une série d'expériences mettant en jeu deux antennes rf le long du guide magnétique, nous avons pu mettre le jet dans un état hors d'équilibre, et suivre en aval la dynamique de retour à l'équilibre [A21,A22]. Il s'agit à ce jour de la seule expérience qui a atteint ce régime pour un jet d'atomes guidé. Pour extraire le maximum d'information de notre expérience, et évaluer les gains potentiels des différentes configurations, nous avons réalisé plusieurs études théoriques et numériques de modélisation du jet. L'influence de la dimensionalité réduite de l'évaporation a fait l'objet d'une étude détaillée [A23]. Le rôle des transformations hamiltoniennes que constituent la mise en place d'une pente ou la compression par une augmentation progressive du confinement transverse le long du guide, a également été étudié [A24]. Nous nous sommes enfin intéressés à la possibilité d'utiliser notre jet d'atomes guidés pour alimenter en continu un piège statique [A25]. Sur la plan expérimental, nous avons amorcé le refroidissement par évaporation, et obtenu un gain d'un ordre de grandeur dans l'espace des phases en disposant le long du guide magnétique une dizaine d'antennes rf [A26].

La manuscrit comporte dans son premier chapitre la description des différentes parties de l'expérience. Nous mentionnerons les différentes phases qui nous ont conduit au dispositif actuel. Le second chapitre décrit notre nouvelle méthode spectroscopique de mesure de température, la mise en évidence du régime collisionnel, et les premiers résultats sur le refroidissement par évaporation.

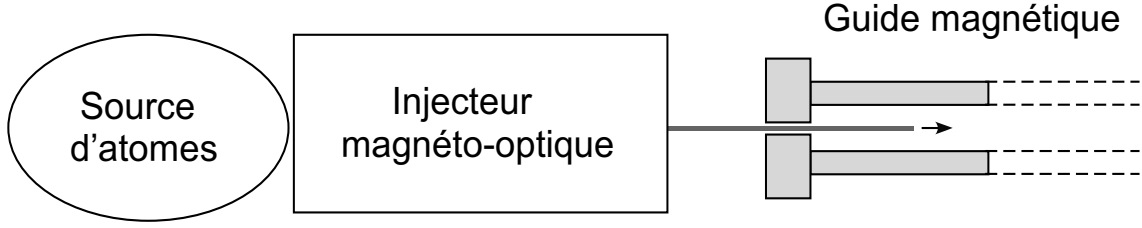


FIG. 1 – Schéma synoptique de l'expérience : une source d'atomes permet d'alimenter un piège magnéto-optique. Ce dernier, baptisé injecteur, fournit un jet ou des paquets d'atomes froids qui sont couplés à un guide magnétique le long duquel un refroidissement par évaporation est mis en œuvre.

Liste de Publications

- A1 *Atomic Wave Diffraction and Interference Using Temporal Slits*, P. Szriftgiser, D. Guéry-Odelin, M. Arndt, and J. Dalibard, Phys. Rev. Lett., **77**, 4 (1996).
- A2 *Atom Optics and interferometry with atomic mirrors*, M. Arndt, P. Desbiolles, D. Guéry-Odelin, A. M. Steane, P. Szriftgiser, J. Dalibard, Proceedings of SPIE **2995**, ed. M. G. Prentiss and W. D. Phillips (1997) p.174.
- A3 *Interferometry and dissipative optics with atoms*, P. Szriftgiser, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, M. Arndt, A. Steane and J. Dalibard, Proc. of the International Conference "Quantum optics IV" Acta Physica Polonica A **93**, 197, Polish Academy of Sciences (1998).
- A4 *Observation of a Zero-Energy Resonance in Cs-Cs Collisions*, M. Arndt, M. Ben Dahan, D. Guéry-Odelin, M.W. Reynolds, and J. Dalibard, Phys. Rev. Lett., **79**, 625 (1997).
- A5 *Giant Spin Relaxation of an Ultracold Cesium Gas*, J. Söding, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, G. Ferrari, and J. Dalibard, Phys. Rev. Lett., **80**, 1869 (1998).
- A6 *Is Bose-Einstein condensation of atomic cesium possible?*, D. Guéry-Odelin, J. Söding, P. Desbiolles, and J. Dalibard, Europhys. Lett., **44**, 25 (1998).
- A7 *Strong Evaporative Cooling of a Trapped Cesium Gas*, D. Guéry-Odelin, J. Söding, P. Desbiolles and J. Dalibard, Optics Express, **2**, 323 (1998).
- A8 *Three body decay of a rubidium Bose-Einstein condensate*, J. Söding, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, F. Chevy, H. Inamori and J. Dalibard, Appl. Phys. B **69**, 257

(1999).

- A9 *Excitation-assisted inelastic processes in trapped Bose-Einstein condensates*, D. Guéry-Odelin and G. Shlyapnikov, Phys. Rev. A **61**, 13605 (2000).
- A10 *Collective oscillations of a classical gas in harmonic traps*, D. Guéry-Odelin, F. Zambelli, J. Dalibard and S. Stringari, Phys. Rev. A **60**, 4851 (1999).
- A11 D. Guéry-Odelin, *Bose-Einstein condensation: an introduction*, "Peyresq Lectures on Nonlinear Phenomena, Vol. 2", Ed. J-A Sepulchre, World Scientific, Singapore, 2003, p.143-167.
- A12 *Spinning up and down a Boltzmann gas*, D. Guéry-Odelin, Phys. Rev. A **62**, 033607 (2000).
- A13 *Thermalization in ultracold gases mixtures*, M. Anderlini and D. Guéry-Odelin, cond-mat:0507681 soumis à Phys. Rev. A.
- A14 *Scissors Mode and Superfluidity of a trapped Bose-Einstein Condensed Gas*, D. Guéry-Odelin and S. Stringari, Phys. Rev. Lett. **83**, 4452 (1999).
- A15 *Mean-field effects in a trapped classical gas*, D. Guéry-Odelin, Phys. Rev. A **66**, 033613 (2002).
- A16 *Dynamics of a classical gas including dissipative and mean field effects*, P. Pedri, D. Guéry-Odelin and S. Stringari, Phys. Rev. A **68**, 043608 (2003).
- A17 *Dynamics of a trapped ultracold two-dimensional atomic gas*, D. Guéry-Odelin and T. Lahaye, C.R. Physique **5**, 55 (2004).
- A18 *Loading of a cold atomic beam into a magnetic guide*, P. Cren, C. F. Roos, A. Aclan, J. Dalibard and D. Guéry-Odelin, Eur. Phys. J. D. **20**, 107 (2002).
- A19 *A source of cold atoms for a continuously loaded magnetic guide*, C. F. Roos, P. Cren, J. Dalibard and D. Guéry-Odelin, Physica Scripta **T105**, 19 (2003).
- A20 *Injection of a cold atomic beam into a magnetic guide*, C. F. Roos, P. Cren, T. Lahaye, J. Dalibard and D. Guéry-Odelin, Laser Physics **13**, 605 (2003).
- A21 *How to reach the collisional regime on a magnetically guided atomic beam*, J. M. Vogels, T. Lahaye, C. F. Roos, J. Dalibard and D. Guéry-Odelin, Proceedings of Euroschool on Quantum Gases in Lower Dimensions, Les Houches, 15-25 April 2003, eds L. Pricoupenko, H. Perrin, and M. Olshanii, J. Phys. IV **116**, 259 (2004).
- A22 *Realization of a magnetically guided atomic beam in the collisional regime*, T. Lahaye, J. M. Vogels, K. J. Günter, Z. Wang, J. Dalibard, and D. Guéry-Odelin, Phys.

- Rev. Lett., **93**, 093003 (2004).
- A23 *Discrete-step evaporation on an atomic beam*, T. Lahaye and D. Guéry-Odelin, Eur. Phys. J. D, **33**, 67 (2005).
- A24 *Propagation of guided cold atoms*, T. Lahaye, P. Cren, C. F. Roos and D. Guéry-Odelin, Comm. Nonlin. Sci. Num. Sim. **8**, 315 (2003).
- A25 *Continuous loading of a non-dissipative atom trap*, C. F. Roos, P. Cren, D. Guéry-Odelin and J. Dalibard, Europhys. Lett. **61**, 187 (2003).
- A26 *Evaporative Cooling of a Guided Rubidium Atomic Beam*, T. Lahaye, Z. Wang, G. Reinaudi, S. P. Rath, J. Dalibard and D. Guéry-Odelin, Phys. Rev. A. **72**, 033411 (2005).

Chapitre 1

Réalisation d'un jet atomique intense guidé magnétiquement

Introduction

Le premier objectif de notre recherche était de mettre à profit les techniques de manipulation et de piégeage laser pour réaliser un jet intense d'atomes de rubidium de faible vitesse moyenne, ayant pour vocation d'alimenter un guide magnétique.

Les sources d'atomes froids : Etat de l'art en l'an 2000.

De nombreux groupes expérimentaux avaient développé des sources d'atomes froids dans le but, essentiellement, d'alimenter efficacement un piège magnéto-optique dans un environnement d'ultravide poussé. Ce type de piège repose sur la force de pression de radiation exercée par des lasers quasi-résonnants avec une transition atomique. Le piégeage résulte des gradients de champ magnétique. Les sources d'alimentation de ces pièges sont caractérisées par des flux importants et une vitesse moyenne compatible avec leur plage de capture (< 30 m/s).

On peut classer ces sources en plusieurs catégories :

- Les ralentisseurs à effet Zeeman où la décélération des atomes se fait par la force de pression de radiation d'un faisceau résonnant et contre-propageant au jet thermique issu d'un four effusif [1, 2]. Un refroidissement transverse par laser est parfois mis en place en sortie du four pour améliorer la collimation [3, 4, 5, 6, 7, 8]

- Les "entonnoirs à atomes magnéto-optiques" dont plusieurs versions ont été élaborées. La plus simple repose sur un piège magnéto-optique bi-dimensionnel produisant un jet atomique non refroidi selon l'axe de symétrie cylindrique [9]. Dans des versions plus sophistiquées, la distribution longitudinale des vitesses du jet est également refroidie grâce, notamment, à la technique dite de la mélasse en mouvement [3, 5, 7, 10]. Un protocole plus récent exploite un déséquilibre d'intensité des faisceaux du piège magnéto-optique provoqué, par exemple, par un trou dans l'un des miroirs de rétro réflexion [9, 11]. Placé dans la chambre à vide, ce miroir sépare alors l'enceinte en deux compartiments, et autorise l'établissement d'un vide différentiel entre les deux chambres. Une configuration particulièrement élégante exploite un dispositif pyramidal de miroirs percé en son sommet [12, 13, 14]. Dans d'autres montages expérimentaux le déséquilibre en intensité est réalisé grâce à un faisceau poussoir [15, 16].

Ces différentes sources produisent des jets d'atomes froids dont le flux est au mieux de quelques 10^9 atomes par seconde, les vitesses moyennes les plus basses y sont de l'ordre d'une dizaine de mètres par seconde.

A notre connaissance, un seul groupe, celui de P. Thomann de l'observatoire de Neuchâtel, a réalisé une source continue d'atomes dans une gamme de vitesse de 1 m/s [17]. La méthode consiste à superposer à un piège magnéto-optique bi-dimensionnel un champ magnétique statique. Toutefois, cette méthode produit un jet avec plusieurs composantes de vitesses, et est donc inutilisable pour notre application.

Notre cahier des charges

L'étude théorique relative à l'évaporation d'un jet d'atomes guidé magnétiquement [18] met en jeu un flux également de l'ordre de 10^9 atomes par seconde mais animé d'une vitesse moyenne de seulement 60 cm/s, le tout à une température de 400 μ K. Dans ces conditions, la longueur nécessaire pour mener à bien l'évaporation est de l'ordre de 5 à 10 mètres selon la dimensionalité de l'évaporation.

Nous nous sommes donc attachés, dans un premier temps, à réaliser une source d'atomes froids, baptisée *injecteur*, délivrant un flux important animé d'une vitesse moyenne de l'ordre du mètre par seconde. Nous avons opté pour la technique expérimentale reposant sur un piège magnéto-optique, car il nous semblait ainsi plus facile de contrôler les différents degrés de liberté en jeu. Nous détaillons dans la première partie de ce chapitre

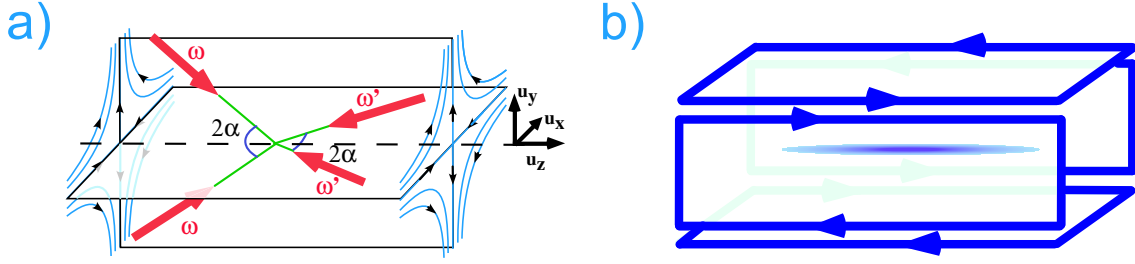


FIG. 1.1 – a) Configuration laser tridimensionnelle à quatre faisceaux et configuration magnétique quadrupolaire bidimensionnelle de l'injecteur, adaptée au lancement en continu d'atomes. b) La configuration magnétique est réalisée grâce à quatre bobines allongées.

les différentes configurations tant magnétiques qu'optiques que nous avons été amenés à développer et qui répondaient essentiellement à deux objectifs différents : le lancement en continu d'atomes ou par paquets successifs. Les différentes sources d'alimentation de l'injecteur sont ensuite détaillées. Nous insistons tout particulièrement sur les motivations à l'origine des différentes versions de notre montage expérimental, justifiant par là-même le dispositif actuellement en cours d'utilisation. La deuxième partie a pour objet la conception du guide magnétique. Le dernier volet de ce chapitre est consacré au couplage continu ou en mode pulsé d'atomes issus de l'injecteur dans le guide magnétique.

1.1 L'injecteur

L'injecteur est destiné à capturer des atomes émanant d'une source auxiliaire, à amortir leur vitesse, à les confiner transversalement puis à les lancer.

1.1.1 Configuration à quatre faisceaux laser de l'injecteur

Dans une première version de l'injecteur, la configuration des faisceaux lumineux reposait sur quatre faisceaux polarisés circulairement, et disposés approximativement selon les diagonales d'un tétraèdre (figure 1.1.a). La chaîne de production de la lumière laser nécessaire à l'injecteur était réalisée par l'asservissement en phase de quatre diodes lasers. Une puissance d'une dizaine de milliwatts pour chaque faisceau était finalement disponible pour un waist typique de 2 cm. Le gradient de champ magnétique était strictement bidimensionnel grâce à une configuration à quatre paires de bobines allongées (figure

1.1.b).

1.1.2 Procédure de lancement

La vitesse moyenne est conférée aux atomes selon l'axe longitudinal z grâce à un différentiel de fréquence entre les deux faisceaux dont le vecteur d'onde $\mathbf{k}$ vérifie $\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_z < 0$ par rapport aux deux autres faisceaux (figure 1.1.a). Sous l'effet du refroidissement laser, les atomes s'immobilisent dans le référentiel où tous les lasers sont vus avec la même fréquence. Cette technique, encore baptisée *mélasse en mouvement*, est en tout point similaire à celle utilisée pour le lancement de nuages d'atomes dans les horloges atomiques. Dans le référentiel du laboratoire, les atomes ont une vitesse moyenne proportionnelle à la différence de fréquence des faisceaux lumineux $\mathbf{v} = (\omega - \omega')/(2k \cos \alpha) \mathbf{u}_z$, où α est le demi-angle entre deux faisceaux du piège. Un décalage relatif $(\omega - \omega')/(2\pi) = 1$ MHz permet par exemple de conférer une vitesse d'ensemble de 0,6 m/s. En pratique, la vitesse est ajustable de 0.15 à 3 m/s. Des images par fluorescence de l'injecteur pour diverses vitesses sont présentées sur la figure 1.2.a. J'ai également inclus la variation mesurée de la vitesse longitudinale moyenne des atomes en fonction du décalage relatif de fréquence des faisceaux de l'injecteur (figure 1.2.b).

Le contrôle fin des fréquences optiques s'opère par le biais de modulateurs acousto-optiques. Dans notre première version, les radio-fréquences d'alimentation de ces modulateurs reposaient sur un montage "maison" dont la largeur spectrale était subkHz. Toutefois, les dérives relatives des deux sources mises en jeu pouvaient atteindre quelques dizaines de kHz, correspondant à des variations de vitesse de l'ordre du cm/s. Pour assurer une meilleure reproductibilité nous avons désormais un asservissement en phase des fréquences relatives de tous les faisceaux impliqués dans le lancement des atomes.

1.1.3 Lancement en continu

Présentation

Le lancement en continu requiert un axe libre, c'est-à-dire le long duquel les atomes peuvent se propager librement. Cet axe est automatiquement fourni par notre configuration de champs magnétiques quadrupolaire à deux dimensions (voir figure 1.1.b).

L'injecteur, en lancement continu, combine le concept du piège magnéto-optique pour les directions transverses et celui de *mélasse en mouvement* pour l'axe longitudinal. Le

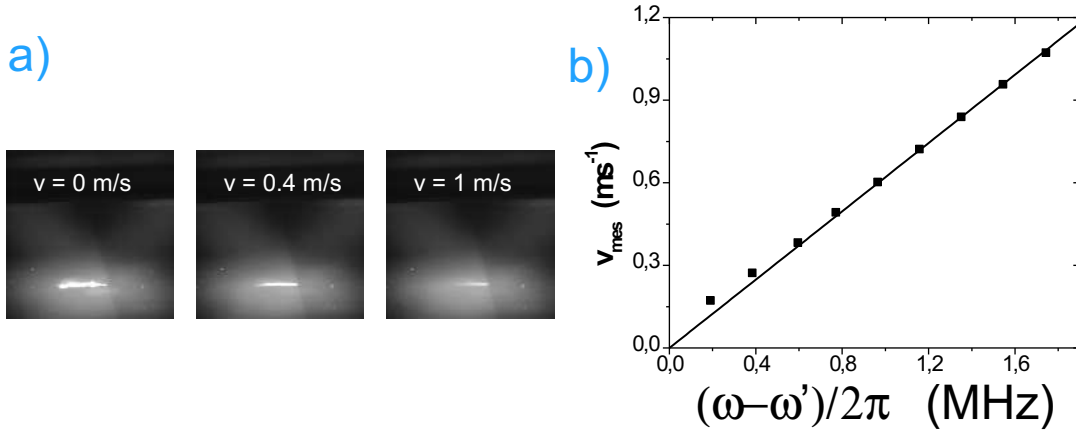


FIG. 1.2 – a) Images par fluorescence des atomes de l'injecteur pour différentes vitesses de lancement en régime stationnaire. Le gradient de champ magnétique transverse est de 10 Gauss /cm, et le désaccord des faisceaux lumineux est de -3Γ , où $\Gamma = 2\pi \times 6.1$ MHz est la largeur naturelle du niveau excité. b) Variation de la vitesse de lancement mesurée par temps de vol longitudinal en fonction de la différence de fréquence entre les faisceaux de l'injecteur.

piège adopte du fait du confinement axial une forme de cylindre de quelques centimètres de long pour une section de 1 à 2 millimètres carrés (figure 1.2.a). Dans notre première version, un flux de l'ordre de quelques 10^9 atomes/s a ainsi été obtenu pour un chargement de l'injecteur par une pression de vapeur résiduelle d'atomes de rubidium à une pression de 10^{-8} mbar.

Les limites d'un tel dispositif

La sortie des atomes de l'injecteur s'est avérée très sensible aux déséquilibres locaux d'intensité. Pour pallier à ces effets, la lumière de l'injecteur a été filtrée spatialement grâce à des fibres optiques monomodes à maintien de polarisation. En dépit de ce filtrage spatial, les franges d'interférences, inévitables du fait de la traversée des côtés de la cellule de verre qui servait de chambre à vide pour l'injecteur, étaient responsables d'une déviation significative du jet d'atomes en sortie de l'injecteur ; la technique d'assemblage de cette cellule de verre interdisait en effet tout traitement antireflet. Il était naturellement illusoire d'espérer pouvoir contrôler ces motifs interférentiels.

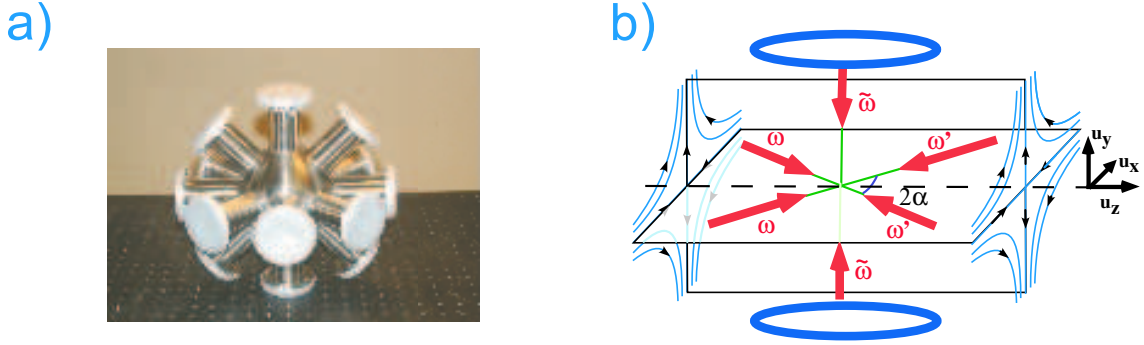


FIG. 1.3 – a) *Chambre à vide en acier non magnétique à 14 entrées.* b) *Configuration laser à 6 faisceaux de l'injecteur. Les lignes de champ de la configuration magnétique bidimensionnelle sont représentées. Pour le chargement, un faible gradient de champ longitudinal est ajouté grâce à la paire de bobines d'axe y .*

Par ailleurs, la configuration en "tétraèdre" des faisceaux lasers pose a priori un problème de stabilité. En effet un atome hors du centre de symétrie perçoit toujours des intensités relatives différentes. Il en résulte une divergence du faisceau en sortie de l'injecteur d'autant plus prononcée que la vitesse de lancement est faible.

Deux méthodes permettent de s'affranchir de ce problème inhérent à la sortie des atomes de l'injecteur : (i) l'utilisation d'une configuration laser plus symétrique à l'aide de six faisceaux lasers deux à deux contrepropageants, et (ii) conférer la vitesse moyenne souhaitée aux atomes sur une échelle de temps courte devant la durée nécessaire au déplacement sur une longueur équivalente à celle du piège, les faisceaux lumineux de l'injecteur étant supprimés après cette phase de lancement. Il s'agit, en d'autres termes, d'avoir recours au lancement pulsé de paquets d'atomes.

Dans le montage actuel, l'injecteur est au centre d'une chambre à vide métallique : les effets d'interférences peuvent ainsi être réduits par l'emploi d'hublots traités antireflets. Nous avons, par ailleurs, recours à une configuration laser "classique" à six faisceaux indépendants et contrepropageants (figure 1.3) acheminés par fibre optique et dont les intensités lumineuses sont asservies.

1.1.4 Lancement pulsé

Le lancement par paquets autorise l'usage d'un piège tridimensionnel statique pendant la phase de chargement. On peut en effet stocker plus d'atomes dans un piège tridimensionnel que dans un piège bi-dimensionnel où les atomes ne sont pas confinés longitudinalement. Dans la phase de capture, les fréquences des lasers piégeant sont identiques et un faible gradient tridimensionnel de champ magnétique est superposé au confinement transverse de sorte à limiter les pertes axiales. En pratique, les gradients transverses sont de l'ordre de 5 Gauss/cm et le gradient longitudinal est de l'ordre de 0,5 Gauss/cm. Le lancement s'opère de la même manière que précédemment en imposant une différence de fréquence ajustable entre les faisceaux du plan xOz (figure 1.3), et en supprimant le gradient tridimensionnel. L'efficacité de lancement est toutefois meilleure lorsque le désaccord n'est pas trop loin de résonance. C'est la raison pour laquelle la phase de mélasse en mouvement est subdivisée en deux parties de même durée : 1,5 ms au désaccord du piège magnéto-optique en imposant le différentiel de fréquence nécessaire au lancement des atomes, puis 1,5 ms où le désaccord est rampé linéairement jusqu'à un désaccord négatif égal à plus de dix fois la largeur naturelle tout en maintenant le différentiel de fréquence de lancement.

L'intensité lumineuse de chaque faisceau est asservie. Une précaution, qui même en régime pulsé, se révèle cruciale pour l'optimisation de la séquence expérimentale et la stabilité à long terme de l'expérience. Afin de maintenir une puissance laser raisonnable pour chaque faisceau, nous avons eu recours à un montage laser en cascade : un laser maître injecte deux diodes lasers "esclaves" qui injectent à leur tour deux amplificateurs de puissance 500 mWatts dont les faisceaux de sortie sont couplés à des fibres optiques. Il est ainsi possible d'obtenir au niveau des atomes une intensité élevée (plusieurs fois l'intensité de saturation) et un mode spatial gaussien de bonne qualité.

L'alimentation de l'injecteur se fait désormais selon un axe fort (transverse) pour maximiser le taux de capture. Il a été nécessaire de faire fabriquer une chambre à vide sur mesure en acier non magnétique avec 14 voies d'entrée pour concilier les différentes contraintes géométriques (figure 1.3.a). Alimenté par un ralentisseur Zeeman, l'injecteur a un taux de capture maximum pour la gamme de paramètres accessibles de l'ordre de $2 \cdot 10^{10}$ atomes par seconde.

1.2 Les sources d'alimentation de l'injecteur

L'objet de la source d'alimentation est de fournir un flux important d'atomes dans la plage de capture de l'injecteur. Cette plage est, compte tenu de nos paramètres expérimentaux, de l'ordre de 35 m/s. Les premiers essais ont été effectués en présence d'une vapeur résiduelle d'atomes de rubidium. Avec la mise au point de sources plus performantes, nous avons identifié quelques précautions indispensables à une alimentation efficace de l'injecteur. En effet, comme nous l'avons évoqué ci-avant, l'efficacité de capture de l'injecteur s'est révélée fortement anisotrope. C'est une conséquence de l'absence de gradient de champ magnétique selon l'axe longitudinal. Notre deuxième version, réalisée dans une cellule de verre, ne pouvait être alimentée précisément que selon l'axe faible. Dans ces conditions et malgré un flux incident supérieur à 10^{10} atomes par seconde dans une gamme de vitesses capturable (< 35 m/s) par un piège magnéto-optique standard, le flux d'atomes lents en sortie de l'injecteur n'était que de 3×10^8 atomes par seconde. La dernière version, réalisée dans une chambre à vide métallique, autorise l'alimentation de l'injecteur selon un axe perpendiculaire à l'axe du guide. Dans ces conditions et grâce à un flux incident d'atomes lents de l'ordre de quelques 10^{11} atomes par seconde fourni par un ralentisseur Zeeman, il a été possible de gagner deux ordres de grandeur sur le taux de capture de l'injecteur. Sur les quatre années de recherche de ce projet, nous avons donc exploité trois types différents de sources d'atomes pour alimenter l'injecteur dont nous détaillons ci-après brièvement les caractéristiques et les limites.

1.2.1 Chargement en vapeur

La solution la plus simple consiste à établir dans l'enceinte à vide une pression de vapeur de rubidium suffisante pour capturer directement des atomes à partir de cette vapeur. En effet, la pression de vapeur saturante du rubidium est compatible avec un vide de 10^{-7} à 10^{-8} mbar. C'est dans ces conditions que le premier injecteur a été mis au point. Toutefois les atomes lents qui émanent de l'injecteur subissent des chocs trop fréquents avec les atomes de la vapeur, ce qui limite le flux finalement disponible à l'entrée du guide magnétique. Le mérite de ce montage consistait naturellement en sa simplicité, il a permis de tester les ingrédients fondamentaux de l'injecteur et notamment la fiabilité du lancement d'atomes à faible vitesse (figure 1.2.b).

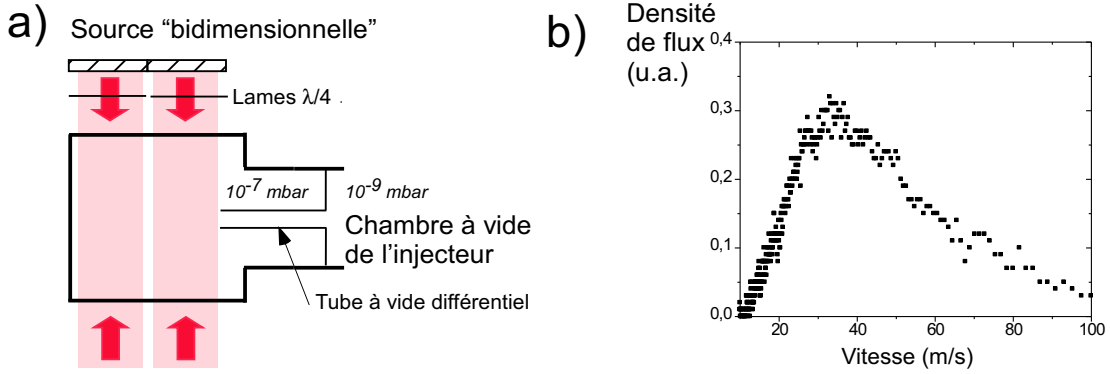


FIG. 1.4 – a) Le pré-ralentisseur repose sur un piège magnéto-optique strictement bidimensionnel dans une cellule qui contient une vapeur d'atomes de rubidium. b) Densité de flux d'atomes mesurée dans la chambre de l'injecteur en fonction de la vitesse des atomes.

1.2.2 Le pré-ralentisseur

Pour contourner les limitations en flux intrinsèques au montage précédent, nous avons développé un pré-ralentisseur situé dans une enceinte adjacente, connectée à la chambre de l'injecteur par un tube métallique (figure 1.4.a), pour l'établissement d'un vide différentiel. Il permet de maintenir un très bon vide ($< 10^{-9}$ mbar) dans l'enceinte de l'injecteur, en dépit d'une pression relativement élevée (10^{-7} mbar) dans l'enceinte du pré-ralentisseur. Dans ces conditions, la pression résiduelle ne constitue plus une limite sur le flux de sortie de l'injecteur.

Le pré-ralentisseur est réalisé grâce à un piège magnéto-optique strictement bidimensionnel [A2]. Ce montage est à rapprocher des sources réalisées dans les références [9] et [19]. La configuration quadrupolaire des lignes de champ magnétique de ce pré-ralentisseur est identique à celle représentée sur la figure 1.1. Nous avons représenté sur la figure 1.4 l'orientation des faisceaux laser (flèches en trait épais). En pratique, une paire de faisceaux laser est obtenue en rétro-réfléchissant un faisceau. Au retour les faisceaux rétro-réfléchis passent à travers une lame quart d'onde pour maintenir la bonne polarisation circulaire nécessaire au fonctionnement du piègeage et au refroidissement. Chaque faisceau a un diamètre de 2 cm et une puissance de 70 mW. Nous avons séparé l'intensité laser disponible en deux parties égales pour disposer de deux pièges magnéto-optiques bidimensionnels l'un à côté de l'autre. Cette astuce permet de canaliser un nombre plus important de trajectoires vers la chambre de l'injecteur qu'on ne pourrait le faire avec un seul piège

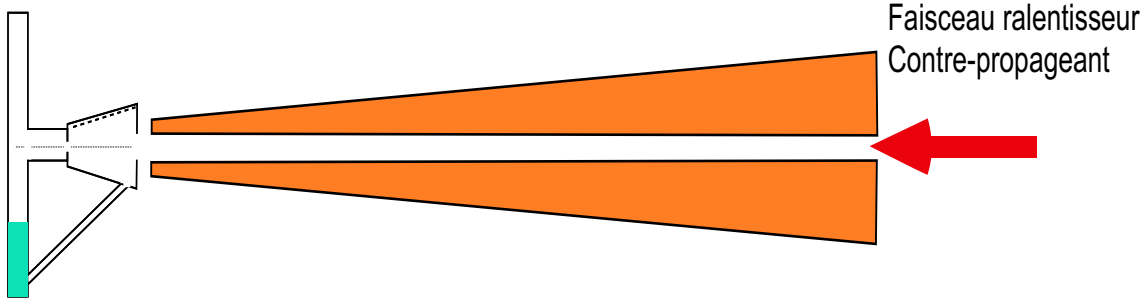


FIG. 1.5 – Représentation schématique du ralentisseur à effet Zeeman. Un four constitué de deux chambres produit un jet collimaté. Ce jet est ralenti grâce à la pression de radiation exercée par un faisceau laser contrepropageant. Les atomes sont maintenus en résonance grâce à un profil de champ magnétique croissant dans la direction de propagation des atomes.

(même plus intense). Ce dispositif produit deux jets d'atomes dans deux directions opposées sur l'axe z . La distribution en vitesse du jet pénétrant dans la chambre de l'injecteur est représentée sur la figure 1.4.b. La distance entre le pré-ralentisseur et l'injecteur est de 80 cm. Le flux d'atomes total d'atomes pénétrant dans la chambre de l'injecteur est de l'ordre de quelques 10^{10} atomes par seconde ; la distribution en vitesse de ces atomes est centrée sur 35 m/s, avec une largeur également de l'ordre de 30 m/s (figure 1.4.b). Aucun atome avec une vitesse inférieure à 10 m/s n'est détecté. En effet, du fait de la gravité, les atomes de cette gamme de vitesse sont fortement déviés et se collent sur les parois du tube de jonction entre les deux chambres à vide. Le pré-ralentisseur fournit un flux important dans une gamme de vitesse capturable par un piège magnéto-optique standard, sa mise en œuvre est simple. Aussi a-t-elle désormais été adoptée par plusieurs équipes.

1.2.3 Ralentisseur à effet Zeeman

La source d'alimentation de notre injecteur repose désormais sur un four effusif suivi d'un ralentisseur à effet Zeeman. Un flux de l'ordre de quelques 10^{11} atomes ralentis par seconde est ainsi disponible pour le chargement de l'injecteur.

Le four effusif est constitué de deux chambres. Dans la première, nous avons placé 15 grammes de rubidium. Les deux chambres comportent une ouverture de diamètre respectif 4 mm et 7,8 mm pour une meilleure collimation. Nous avons obtenu un jet

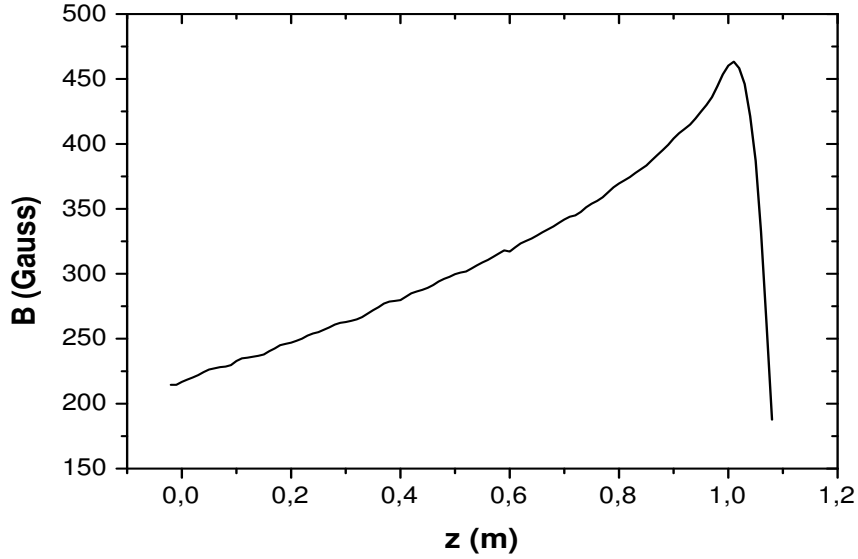


FIG. 1.6 – Profil mesuré du champ magnétique du ralentisseur à effet Zeeman.

thermique légèrement divergent de l'ordre de $2 \cdot 10^{12}$ atomes par seconde avec une vitesse moyenne de 350 m/s en sortie de la deuxième chambre, pour une température typique de fonctionnement de 140°C . Les deux chambres sont par ailleurs connectées par un tube pour favoriser la recirculation des atomes de rubidium qui pénètrent dans la deuxième chambre et qui ne participent pas au jet collimaté. Les atomes pénètrent ensuite dans un tube de 1,1 mètre de long et de 38 mm de diamètre intérieur. Ils sont illuminés par un faisceau laser contre-propageant et résonant. Les cycles successifs d'absorption et d'émission de photons permettent de ralentir les atomes. Pour maintenir les atomes en résonance, le décalage Doppler qui résulte du ralentissement est compensé en chaque point du tube par un champ magnétique longitudinal inhomogène. En pratique, la vitesse des atomes est réduite à une vingtaine de mètre par seconde grâce à typiquement 60 000 cycles d'absorption-émission par atome.

La mise en œuvre de ce protocole requiert une transition fermée pour éviter que les atomes ne soient pompés dans un état non couplé à la lumière du ralentisseur. Pour le rubidium 87, il est commode d'utiliser la transition $|5S_{1/2}; F=2\rangle \longrightarrow |5P_{3/2}; F'=3\rangle$, car elle possède les deux seules vraies transitions fermées, à savoir de $|5S_{1/2}; 2,2\rangle$ à $|5P_{3/2}; 3,3\rangle$

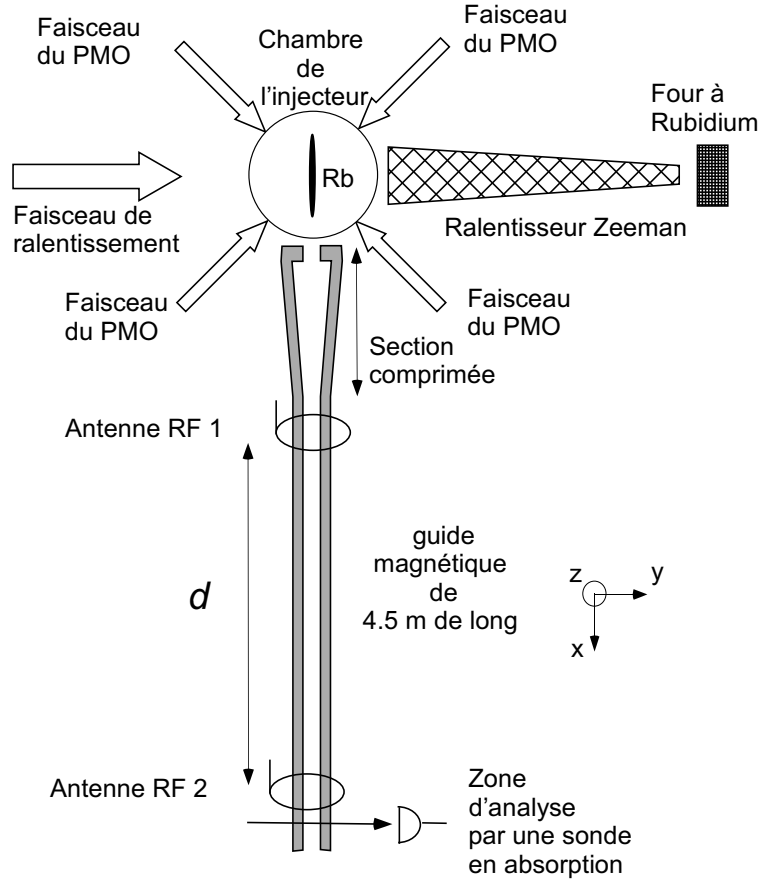


FIG. 1.7 – Schéma du dispositif expérimental actuel.

ou de $|5S_{1/2}; 2, -2\rangle$ à $|5P_{3/2}; 3, -3\rangle$.

Deux choix pour la polarisation circulaire du faisceau de ralentissement sont en conséquence possibles. Pour une polarisation σ_+ , le champ magnétique doit être décroissant dans le sens de propagation des atomes. La difficulté majeure réside alors dans l'extraction des atomes hors de la zone de ralentissement. En effet, lorsque le champ retombe à zéro, les atomes sont résonnants avec le laser de ralentissement pour une vitesse faiblement négative. Ils ont par conséquent tendance à rebrousser chemin avant d'arriver dans la zone où le champ magnétique s'annule complètement. Il existe plusieurs méthodes pour s'affranchir de cet effet. On peut par exemple dépomper volontairement les atomes dans $F = 1$ quand ils ont atteint la vitesse désirée.

Une autre manière de résoudre ce problème consiste à utiliser une polarisation σ_- et par suite un champ magnétique croissant (figure 1.6) [20]. C'est le choix que nous avons

fait pour notre montage. En sortie du ralentisseur à effet Zeeman, le champ retombe à zéro trop rapidement pour que les atomes puissent suivre adiabatiquement cette variation, il en résulte un décrochage naturel des atomes de la condition de résonance avec le faisceau ralentisseur. Le seul inconvénient restant réside dans la faible distance (de l'ordre de 20 cm pour notre montage) qui sépare l'injecteur des champs magnétiques élevés utilisés en sortie du ralentisseur Zeeman. Ces champs sont a priori susceptibles d'affecter les performances de l'injecteur. Pour minimiser ce problème, un jeu de bobines de compensation a été mis en place ; il permet d'annuler au mieux les différentes composantes du champ magnétique au niveau du nuage d'atomes de l'injecteur.

Il reste toutefois à éviter le problème des croisements de niveaux magnétiques susceptibles de faire sortir les atomes de la transition fermée de ralentissement. Ces croisements s'opèrent pour le rubidium 87 dans une gamme de champ magnétique de l'ordre de 150 Gauss. Pour réduire la probabilité d'un dépompage optique vers un niveau ne participant pas aux cycles de ralentissement, on superpose un champ longitudinal de l'ordre de 200 Gauss sur toute la longueur du ralentisseur. La fréquence du faisceau de ralentissement est donc encore plus décalée par rapport à la transition de piégeage de l'injecteur. Pour notre montage, ce décalage est de l'ordre de 900 MHz, suffisamment loin de résonance pour ne pas affecter le fonctionnement de l'injecteur.

Expérimentalement, nous avons constaté qu'il était nécessaire, pour gagner un facteur 5 sur le flux d'atomes ralentis, de superposer au faisceau de ralentissement un laser accordé sur la transition du repompeur. Un tel faisceau contribue à recycler les atomes qui se désexcitent en retombant dans le niveau hyperfin le plus bas de l'état fondamental. Sur notre montage actuel, les deux fréquences sont obtenues grâce à deux diodes lasers différentes qui injectent un même amplificateur de puissance délivrant 300 mWatts et dont le faisceau de sortie est couplé à une fibre optique pour être acheminé sur l'expérience. Une puissance totale de 120 mWatts est ainsi disponible pour le faisceau ralentisseur. Ce faisceau est focalisé sur la sortie du four pour bénéficier en chaque point de l'intensité lumineuse la plus grande possible. Enfin, toutes les parties du ralentisseur à effet Zeeman ont été faites avec des matériaux résistant à un étuvage à une température de 200°C, une précaution indispensable pour atteindre les conditions d'ultravide nécessaire au bon fonctionnement de l'expérience.

1.3 Le montage actuel

Le montage actuel est schématisé sur la figure 1.7. Le flux d'atomes ralentis par effet Zeeman alimente l'injecteur perpendiculairement à son axe de symétrie, il est ainsi possible de bénéficier d'un taux de capture optimal. Le chargement requiert une durée de typiquement 100 ms. Les paquets d'atomes sont ensuite envoyés dans le guide magnétique grâce à la technique de la mélasse en mouvement. Après un temps de l'ordre de 100 ms, le chargement d'un nouveau paquet est initié, et ainsi de suite. Les paquets se recouvrent dans le guide magnétique du fait de leur dispersion de vitesse longitudinale. Après moins d'un mètre de propagation dans les conditions usuelles de fonctionnement, le jet est continu.

1.4 Guide magnétique

Le principe du confinement magnétique consiste à tirer parti de l'énergie d'interaction $-\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}$ entre le moment magnétique $\boldsymbol{\mu}$ d'un atome et le champ magnétique. Si les atomes sont préparés dans un état tel que $\boldsymbol{\mu}$ et $\mathbf{B}$ sont opposés, ils peuvent être piégés par un minimum du module de champ magnétique. Les équations de Maxwell interdisant l'existence d'un maximum de module de champ magnétique dans le vide, seule cette polarisation anti-parallèle peut être exploitée. Les guides magnétiques reposent sur ce principe, le confinement est fourni par une configuration de champ magnétique strictement bidimensionnelle affectant les degrés de liberté transverses. Ces guides comportent donc une ligne continue de module de champ magnétique minimum le long de laquelle les atomes peuvent se déplacer librement.

1.4.1 Les guides magnétiques : Etat de l'art en l'an 2000.

Guides mésoscopiques

Au moment où nous avons débuté notre projet, les tentatives faites pour injecter des atomes froids dans des guides magnétiques concernaient des guides de dimension centimétrique [21, 22, 23, 24, 25, 26]. Les atomes étaient préparés par un piège magnéto-optique, et des paquets contenant un maximum de quelques 10^5 atomes ont pu être ainsi couplés à ces guides. Il s'agissait d'expériences de démonstration.

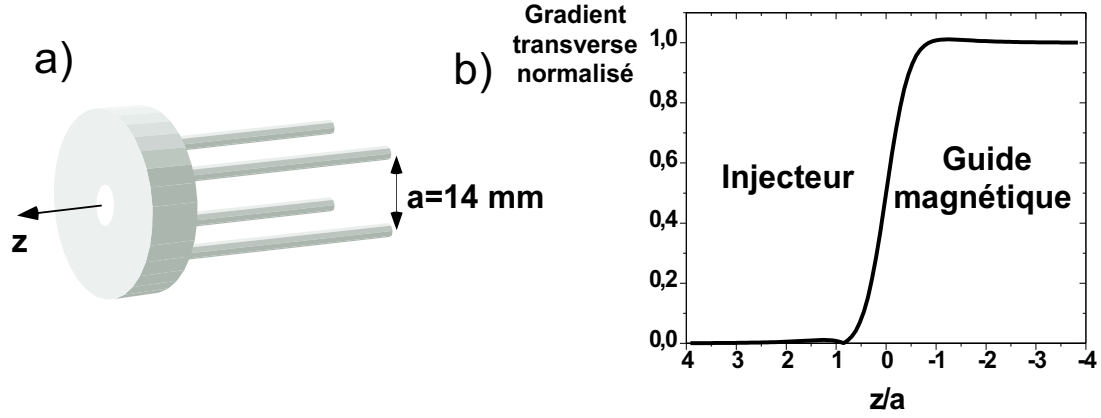


FIG. 1.8 – a) Guide magnétique : une pièce métallique creuse de forme annulaire fait la jonction des quatre tubes de cuivre qui constituent le guide magnétique. b) Variation du gradient de champ magnétique à l'entrée du guide magnétique au voisinage de l'axe de symétrie cylindrique (Oz).

Guides macroscopiques

Le groupe de M.S. Chapman à l'institut de technologie de Georgia (Atlanta) démontre en 2001 [27] l'alimentation d'un anneau de stockage magnétique d'un rayon de 2 cm. Quelques millions d'atomes ont ainsi pu être stockés. Le groupe de G. Raithel [28] à l'université du Michigan couple la même année un paquet de 100 000 atomes à un guide magnétique, et observe sa propagation sur 17 cm. L'objectif de cette équipe est le même que le nôtre : mettre en œuvre le refroidissement par évaporation d'atomes guidés magnétiquement.

1.4.2 Guide magnétique

Le cahier des charges

Pour la construction du guide magnétique, nous avons dû répondre à un cahier des charges comportant de sévères contraintes :

- le gradient de champ magnétique doit être de plusieurs centaines de gauss par centimètre.

- sa longueur doit être de l'ordre du mètre, voire de plusieurs mètres.
- l'entrée du guide magnétique, placée à quelques centimètres de l'injecteur, ne doit pas en affecter les performances.
- la qualité du vide ne doit en aucun cas être compromise par les techniques mises en œuvre.

Conception

Au terme d'une étude précise des différentes configurations possibles, nous avons opté pour un guide constitué de quatre tubes de cuivre (compatible ultravide) joints en leur extrémité par une pièce métallique creuse de forme annulaire (figure 1.8.a).

Les guides magnétiques que nous avons utilisés depuis le début de ce projet sont tous de même facture. Les tubes de cuivre ont un diamètre externe de 6 mm et interne de 4 mm ; ils sont parcourus par un courant de plusieurs centaines d'ampères pour un gradient de plusieurs centaines de Gauss par centimètre. Une circulation d'eau à l'intérieur des tubes est indispensable pour évacuer l'énergie dissipée par effet Joule. En effet, un échauffement trop important pourrait détériorer la qualité de l'ultravide. La pièce métallique qui réalise la jonction entre ces tubes, autorise d'une part la recombinaison des courants tout en préservant la symétrie cylindrique, et d'autre part la circulation de l'eau de refroidissement. L'ensemble requiert des soudures adaptées à l'ultravide. Après la réalisation d'un prototype dans les ateliers du département de physique, nous avons confié la réalisation du guide actuellement en place sur l'expérience à une société spécialisée dans les techniques de l'ultravide (Méca 2000). L'entrée du guide magnétique comporte également un tube en verre nécessaire pour qu'un vide différentiel puisse s'établir entre la chambre à vide de l'injecteur et celle du guide magnétique. La durée de vie des atomes dans le guide est en fait à mettre en regard avec le temps de propagation, une durée de vie de 20 secondes est ainsi suffisante.

Compatibilité avec le fonctionnement de l'injecteur

La recombinaison des courants dans la pièce annulaire de jonction des tubes permet une décroissance très rapide de la valeur du gradient de champ magnétique transverse (figure 1.8.b). L'échelle de longueur typique est celle de la distance entre les tubes. Le gradient décroît par un facteur de l'ordre de 100 sur cette distance. En pratique la présence du guide

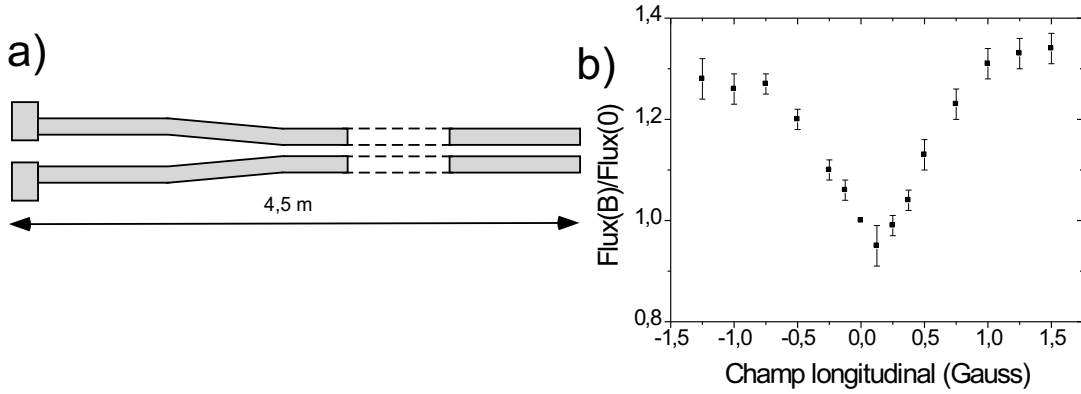


FIG. 1.9 – a) La distance entre les tubes est réduite d'un facteur 1.7 sur les 40 premiers centimètres pour comprimer le jet d'atomes guidé magnétiquement. b) Variation relative du flux final en fonction de la valeur du champ magnétique longitudinal appliqué tout le long du guide (résultats d'expériences menées sur un guide de 4,5 mètres de long).

utilisé au courant disponible maximum (400 A par tube), n'affecte pas la température de la mélasse de l'injecteur. En revanche, un léger déplacement en position de cette mélasse peut être observé, traduisant probablement une petite dissymétrie des courants qu'on peut raisonnablement imputer aux soudures, mais qui ne porte nullement à conséquence. En conclusion, nous avons réussi à répondre à tous les aspects de notre cahier des charges. Il est notamment remarquable que la proximité du guide magnétique n'affecte pas le fonctionnement de l'injecteur.

Compression spatiale et inclinaison

Après des expériences de démonstration réalisées avec des guide de 60 cm puis de 2,30 mètres de long, nous utilisons actuellement un guide de 4,50 m. Le gradient de champ magnétique est de 320 Gauss/cm pour une distance entre tubes de 14 mm et pour un courant de 400 ampères. Dans ces conditions et grâce à l'efficacité du refroidissement à eau, nous n'avons pas constaté d'échauffement significatif de l'ensemble du dispositif. Il est donc a priori possible d'augmenter encore la valeur de ce courant. En pratique, la force du confinement est augmentée à courant fixé par réduction de la distance entre les tubes : un jeu de pièces en céramiques disposées régulièrement le long du guide permet le

contrôle de cette distance relative entre tubes. Sur le guide de 4,5 mètres de long, cette distance est réduite progressivement d'un facteur 1.7 sur les quarante premiers centimètres (figure 1.9.a) : le gradient passe de 320 Gauss/cm à 1000 Gauss/cm pour un courant de 400 ampères par tube. On réalise une compression spatiale du jet. La chambre à vide du guide magnétique comporte par ailleurs deux sections formées par des tubes en verre, qui sont assemblées grâce à des soufflets très souples à lames soudées. Il est ainsi possible d'incliner le guide magnétique dans une proportion de plusieurs centimètres sur quelques mètres.

Pertes Majorana

Le gradient de champ magnétique produit par les 4 tubes parcourus par des courants deux à deux opposés conduit à une ligne de champ magnétique nulle le long de l'axe de symétrie cylindrique du guide. Cette annulation peut entraîner une dépolarisation partielle du jet d'atomes. Les pertes correspondantes sont appelées pertes Majorana du nom du physicien italien qui a étudié la dynamique des retournements de spin. Les calculs analytiques qui peuvent être faits pour évaluer cet effet prédisent qu'un très faible champ magnétique longitudinal est suffisant pour contrecarrer la dépolarisation [29]; la composante du champ magnétique terrestre le long du guide magnétique devrait par exemple suffire amplement. Les observations expérimentales sont toutefois en contradiction apparente avec ces calculs (figure 1.9.b). En effet, en superposant sur toute la longueur du guide (en l'occurrence 4.5 mètres) un champ magnétique longitudinal uniforme, nous avons pu observer une réduction de flux de typiquement 30 % en l'absence de champ par rapport au flux mesuré en présence d'un champ de 1 Gauss. Ce résultat confirme, dans une certaine mesure, les résultats obtenus sur les autres expériences de condensation où la durée de vie des condensats chute significativement en dessous d'un champ magnétique minimum de 0,7 Gauss. Physiquement, la dépolarisation des atomes est sans doute à imputer à des champs magnétiques parasites de faible amplitude (inférieur au Gauss), fluctuant dans le temps sur une échelle de temps comparable à la période de Larmor.

Expression du potentiel de confinement

Le potentiel de confinement des atomes dans le guide magnétique est de la forme :

$$U(r) = \mu \sqrt{B_0^2 + b^2 r^2}, \quad (1.1)$$

où B_0 est le champ longitudinal appliqué pour contrecarrer les pertes par retrournement de spin, b est le gradient de champ magnétique réalisé par le guide magnétique, et r désigne en coordonnées cylindriques la distance à l'axe de symétrie du guide. En pratique, B_0 est ajustable entre 0 Gauss et 5 Gauss, et b entre 200 Gauss/cm et 1000 Gauss/cm. L'expression du potentiel (1.1) met exergue deux types de forme de confinement : si la taille moyenne $\langle r \rangle$ est petite devant le rapport B_0/b ou, de manière équivalente, si la température T est petite devant $\mu B_0/k_B$, le potentiel est harmonique ; il est essentiellement linéaire dans la limite opposée. Ce changement de forme selon les valeurs relatives de la température et du champ longitudinal aura des conséquences dans la mise en œuvre de l'évaporation comme nous l'expliquerons dans le chapitre 2.

1.5 Couplage au guide magnétique

Pour injecter les atomes *continûment* dans le guide magnétique, un faisceau dépompeur est ajouté en sortie de l'injecteur. Il permet d'accumuler les atomes dans le niveau atomique hyperfin le plus bas $|5S_{1/2}; F = 1\rangle$. En conséquence, les deux tiers du flux de sortie de l'injecteur sont perdus dans la procédure d'alimentation en continu du guide magnétique. En effet, seuls les atomes dont le moment magnétique est anti-parallèle au champ magnétique local sont susceptibles d'être confinés par le guide magnétique.

Les atomes ne sont alors résonnants qu'avec la lumière du faisceau repompeur. Il est ainsi possible de réduire l'influence néfaste de la lumière parasite engendrée par les réflexions sur les éléments de la chambre à vide des faisceaux du piège magnéto-optique.

Les atomes en sortie de l'injecteur doivent encore parcourir *a priori* une distance de quelques centimètres pour pénétrer dans le guide magnétique. La méthode la plus simple consiste à laisser les atomes se propager en vol libre. Pour minimiser la déflexion due à la chute libre des atomes, nous avons utilisé dans nos premières expériences d'injection en continu d'atomes, des vitesses relativement élevées ($v > 1,5$ m/s). Corrélativement, la taille transverse du jet augmente au cours de ce vol libre sous l'effet de la température transverse. L'entrée des atomes dans le guide magnétique se fait alors de manière non adiabatique, de sorte que la température mesurée dans le guide peut atteindre le millikelvin pour un gradient de 150 Gauss/cm, alors qu'elle était inférieure à 100 μK en sortie de l'injecteur.

Pour garder les atomes le plus longtemps possible dans le guide, il est nécessaire de

revenir vers des vitesses de couplages plus basses. Les deux problèmes mentionnés ci-dessus, la chute des atomes sous l'effet de la gravité et la dilution transverse du jet, sont naturellement plus prononcés pour une vitesse du jet plus basse. La perte en densité dans l'espace des phases et en taux de collisions qui en résulte est dramatique dans l'optique du refroidissement par évaporation. Il est donc apparu indispensable de soigner la connexion entre l'injecteur et le guide magnétique. Dans la suite, nous discutons les différentes méthodes que nous avons explorées.

1.5.1 Raccord lumineux

Raccord dipolaire

Nous avons d'abord étudié la possibilité d'un raccord lumineux pour guider et comprimer les atomes (figure 1.10.a). Le laser de puissance (12 Watts, YAG) dont nous disposions permettait de réaliser un confinement dipolaire des atomes. Néanmoins, pour être pleinement efficace, la section de ce faisceau devait être de l'ordre de quelques dizaines de micromètres carrés à la sortie du piège magnéto-optique. Une surface à mettre en regard avec la section du jet en sortie de l'injecteur qui est de l'ordre du millimètre carré, du fait des forces de répulsion liées aux échanges résonnants de photons. Nous avons essayé sans succès plusieurs stratégies pour réduire le rôle de ces forces en essayant de diminuer la population dans l'état excité mis en jeu dans le processus de refroidissement du piège magnéto-optique. Il n'a néanmoins jamais été possible de coupler plus de 10 % des atomes qui sortaient de l'injecteur grâce à ce guide optique.

Raccord magnéto-optique

Nous nous sommes ensuite tournés vers l'utilisation d'un piège magnéto-optique auxiliaire strictement bi-dimensionnel situé immédiatement en aval de notre injecteur (figure 1.10.b). Les atomes sont pompés optiquement dans le niveau magnétique piégé de l'état hyperfin inférieur au voisinage le plus immédiat de l'entrée du guide. Dans ces conditions, nous avons pu injecter dans le guide un flux continu de $3 \cdot 10^8$ atomes par seconde animé d'une vitesse moyenne de 2 m/s [A1]. Nous avons ainsi réalisé dès 2002 la première alimentation en continu d'un guide magnétique avec un flux qui dépasse par plus de trois ordres de grandeur les meilleurs résultats obtenus par les autres équipes. Cette technique présente en vérité un inconvénient : plus les atomes passent de temps dans le

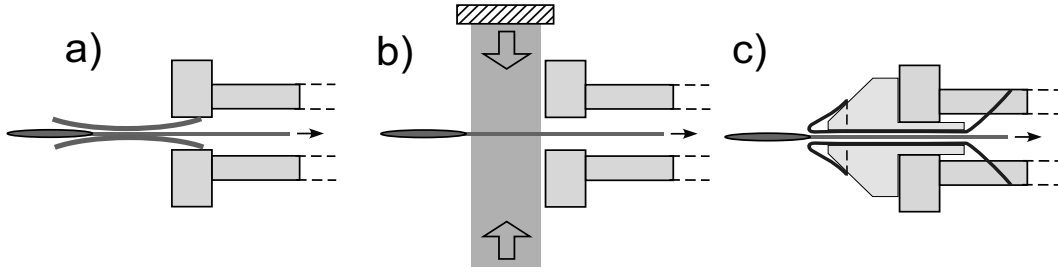


FIG. 1.10 – a) Connexion par un faisceau dipolaire. b) Connexion par un piège magnéto-optique bi-dimensionnel. c) Connexion par un mini-guide magnétique.

piège magnéto-optique bi-dimensionnel intermédiaire, plus ils sont chauffés longitudinalement par suite du recul aléatoire associé à l'émission spontanée. Cet échauffement est moins important si le désaccord du piège magnéto-optique auxiliaire est grand. Toutefois, le désaccord ne peut être augmenté indéfiniment car le piège auxiliaire doit également être en mesure de contrecarrer les déséquilibres locaux d'intensité. Ces différents compromis ont rendu possible le couplage en continu dans le guide magnétique d'une fraction significative d'atomes que pour une vitesse moyenne du jet supérieure à 1,3 m/s.

Dans le mode de fonctionnement en continu de l'injecteur, nous sommes finalement confrontés à deux exigences contradictoires. D'un côté un faible désaccord maximise le taux de capture, de l'autre un grand désaccord réduit la sensibilité aux différences locales de force de pression de radiation à la sortie de l'injecteur. Une manière de réconcilier ces deux exigences consiste à opérer en mode pulsé. Le résultat est spectaculaire. En fonctionnement continu et dans un guide de gradient de confinement de 150 Gauss/cm, la température longitudinale est de l'ordre de 0.5 mK, et la température transverse de 1 mK, contre respectivement 50 μ K et 200 μ K en mode pulsé sur des paquets d'atomes comprenant quelques 10^7 atomes dans les mêmes conditions. En mode pulsé, la vitesse longitudinale ne peut être choisie arbitrairement basse qu'au détriment du flux. Nous sommes alors confrontés à un autre type de compromis car in fine le flux et la température dans le guide définissent pour une force de confinement donnée les conditions initiales pour la mise en œuvre du refroidissement par évaporation.

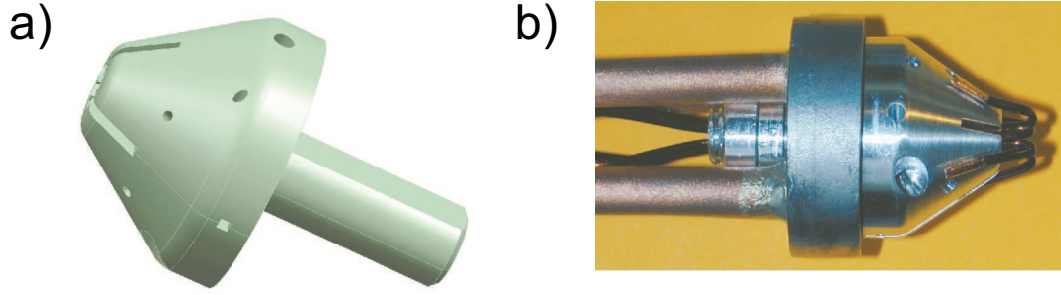


FIG. 1.11 – *Mini-guide magnétique de forme conique (a) placé à l'entrée du guide magnétique (b) pour assurer un meilleur couplage des atomes de l'injecteur.*

1.5.2 Raccord magnétique

Mini-guide magnétique

Pour améliorer le couplage entre le jet produit par l'injecteur magnéto-optique et le guide magnétique, nous avons ensuite mis au point un mini-guide magnétique de couplage. Il a été conçu avec une forme conique (figure 1.10.c) pour permettre le passage des faisceaux laser de l'injecteur magnéto-optique. Ce tronc de cône en dural permet de réaliser un mini-guide magnétique constitué de 4 fils de cuivre distants de 2 mm de l'axe de symétrie cylindrique et d'assurer la recombinaison des courants dans le volume extérieur (figure 1.11). Les atomes sont canalisés grâce à une configuration quadrupolaire identique à celle du guide principal. Les fils d'une section de $2 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ sont isolés grâce à un revêtement en Kapton (compatible avec un environnement ultravide). Nous utilisons un courant d'une dizaine d'ampères, ce qui permet de produire un gradient de champ magnétique de l'ordre d'une centaine de Gauss par centimètre. L'objectif est de minimiser la distance de vol libre, et de limiter également le temps d'exposition des atomes à la lumière parasite résonnante. Ce mini-guide magnétique nous a permis, pour la première fois, d'observer la propagation d'atomes à une vitesse de 70 cm/s dans le guide magnétique. Toutefois il est rapidement apparu que la pièce conique faite en deux parties interdisait une recombinaison symétrique des courants, créant ainsi une colline de potentiel magnétique et un déplacement de la ligne de minimum de module de champ magnétique. Nous avons donc abandonné cette technologie au profit d'un pré-guide magnétique intermédiaire.

Pré-guide magnétique

La solution que nous avons retenue finalement, est adaptée à une alimentation pulsée du guide magnétique [A4] pour laquelle, comme nous l'avons déjà souligné, le contrôle des paramètres (taille et température) peut être rendu bien meilleur. Une séquence typique consiste à charger $3 \cdot 10^9$ atomes en 140 ms dans l'injecteur grâce au flux important délivré par le ralentisseur Zeeman. Une phase de mélasse optique d'une durée de 3 ms refroidit ensuite substantiellement ces atomes et leur communique une vitesse d'ensemble. Cette procédure permet ensuite de pomper optiquement les atomes vers le niveau atomique hyperfin le plus bas $|5S_{1/2}; F = 1, m = -1\rangle$ en quelques centaines de microsecondes. Le taux de polarisation dépasse difficilement les 2/3 probablement à cause du nombre élevé d'atomes [30]. En tous les cas, les atomes des deux autres sous-niveaux $|5S_{1/2}; F = 1, m = 0\rangle$ et $|5S_{1/2}; F = m = 1\rangle$ ne sont pas piégés magnétiquement. L'échantillon couplé au guide magnétique est donc "pur". Le nombre d'atomes couplés au guide magnétique est ainsi deux fois plus important que celui qui résulterait d'un simple dépompage des atomes.

Un pré-guide magnétique est mis en place simultanément grâce au jeu de bobines rectangulaires de l'injecteur dans lesquelles un courant important est cette fois-ci utilisé. Ces bobines permettent ainsi de fournir un pré-guide magnétique d'un gradient maximum de 85 Gauss/cm. Le confinement n'est pas pour autant symétrique. En effet, la gravité a une contribution équivalente à 30 Gauss/cm, et ceci dissymétrise l'axe vertical par rapport à l'axe horizontal. L'ajustement des gradients doit être fait de sorte à minimiser les pertes dans l'espace des phases. La technique retenue est relativement compliquée. En effet, nous sommes obligés de communiquer une vitesse verticale au nuage d'atomes pour compenser l'accélération due à la gravité pendant le laps de temps nécessaire à l'établissement du courant dans les bobines du pré-guide.

1.6 Réalisation d'un jet continu par alimentation en mode pulsé

Ce dernier protocole expérimental permet à la fois de tirer parti des techniques de refroidissement classiques des nuages d'atomes, et de minimiser toute dilution liée à la phase de vol libre. La séquence optimisée pour une vitesse de 1 m/s est répétée à la cadence de 3 à 5 paquets par seconde. Les paquets se recouvrent dans le guide magnétique après

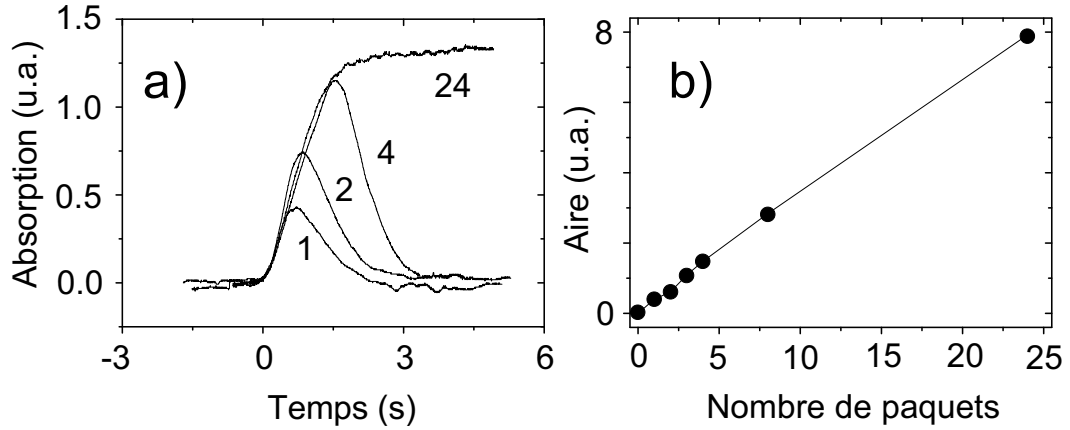


FIG. 1.12 – a) Signal d'absorption en fonction du nombre de paquets injectés. b) L'aire du signal d'absorption est proportionnelle au nombre de paquets injectés.

une propagation d'environ 70 cm, et constituent dès lors un flux continu de typiquement $7 \cdot 10^9$ atomes par seconde [A5]. La vitesse moyenne est ajustable entre 0,6 m/s et 2 m/s mais pas indépendamment du flux atomique.

La figure 1.12 représente le signal d'absorption à la fin du guide magnétique de 4,5 mètres de long d'un paquet unique, puis de plusieurs paquets. La transition vers la formation d'un jet continu [A5] est directement observée expérimentalement. Par ailleurs, nous avons reporté l'aire de ce signal d'absorption en fonction du nombre de paquets injectés. Cette aire est donc proportionnelle au nombre de paquets. Il est ainsi démontré que la production d'un paquet n'affecte pas de manière sensible le nombre d'atomes des paquets précédents.

1.7 Résumé des différentes performances

Pour maximiser le taux de collisions dans le guide magnétique, il est indispensable de réaliser un flux intense d'atomes lents à une température la plus basse possible pour une force de confinement du guide magnétique donnée. Nous avons reporté sur la figure 1.13 l'évolution des différentes performances de notre dispositif expérimental en terme de flux d'atomes par seconde ou de nombre d'atomes par paquet couplés au guide magnétique, en fonction de la vitesse de couplage. Les résultats obtenus sur des dispositifs concurrents sont également indiqués. Nous avons ainsi gagné près de 5 ordre de grandeurs sur le flux

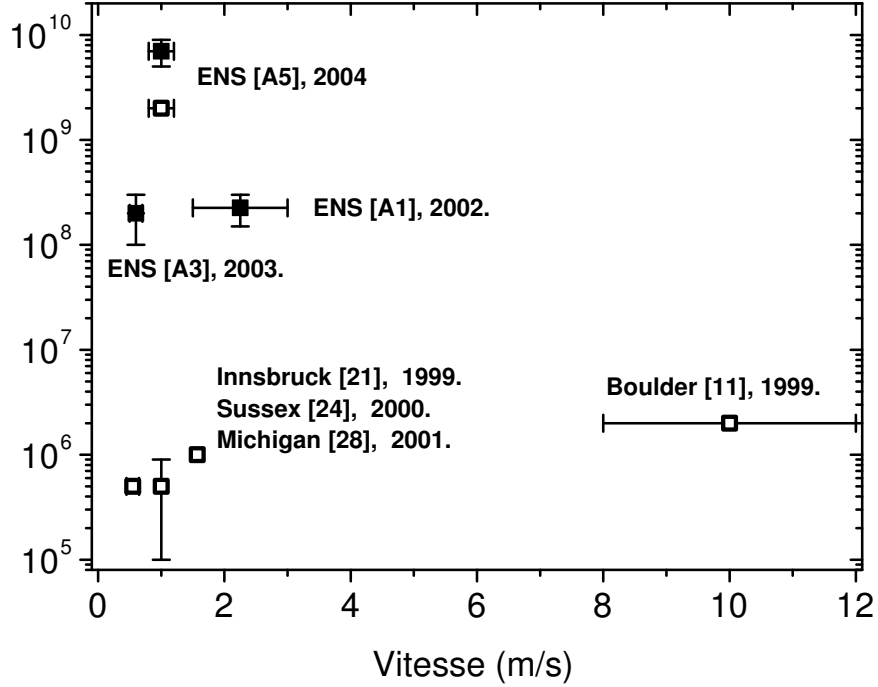


FIG. 1.13 – *Résumé de l'évolution des performances du couplage d'atomes dans un guide magnétique par paquet unique (carré ouvert) ou en flux continu (carré plein). Nos résultats sont mentionnés par ENS suivi de l'année de réalisation.*

d'atomes couplés au guide magnétique. A ce jour le couplage en continu d'atomes dans un guide magnétique n'a été obtenu que dans notre groupe. Enfin nous avons réalisé la propagation d'atomes dans un guide magnétique sur les plus grandes distances jamais réalisées. Les guides des années 2000 étaient de dimension centimétrique alors que le guide actuellement en place dans notre dispositif est de 4,5 mètres de long.

Le chapitre suivant aborde le nouveau type de physique qu'il est possible d'étudier grâce à ces performances, mais également les limites auxquelles nous sommes confrontés par rapport à notre objectif initial.

1.8 Nos publications sur le sujet du chapitre

- [A1] *Loading of a cold atomic beam into a magnetic guide*,
P. Cren, C. F. Roos, A. Aclan, J. Dalibard and D. Guéry-Odelin, Eur. Phys. J. D, **20**, 107 (2002).
- [A2] *A source of cold atoms for a continuously loaded magnetic guide*,
C.F. Roos, P. Cren, J. Dalibard and D. Guéry-Odelin, Phys. Scripta, **T105**, 19(2003).
- [A3] *Injection of a cold atomic beam into a magnetic guide*,
C.F. Roos, P. Cren, T. Lahaye, J. Dalibard and D. Guéry-Odelin, Laser Phys. **13**, 605 (2003).
- [A4] *How to reach the collisional regime on a magnetically guided atomic beam*,
J. M. Vogels, T. Lahaye, C. F. Roos, J. Dalibard and D. Guéry-Odelin, Proceedings of Euroschool on Quantum Gases in Lower Dimensions, Les Houches, 15-25 April 2003, eds L. Pricoupenko, H. Perrin, and M. Olshanii, J. Phys. IV **116**, 259 (2004).
- [A5] *Realization of a magnetically guided atomic beam in the collisional regime*,
T. Lahaye, J. M. Vogels, K. J. Günter, Z. Wang, J. Dalibard, and D. Guéry-Odelin, Phys. Rev. Lett., **93**, 093003 (2004).

Nous reproduisons ci-après deux articles expérimentaux sur la première mise au point d'un jet atomique guidé magnétique [A1], et sur le développement d'une source d'atomes froids bi-dimensionnelle [A2].

Chapitre 2

Régime collisionnel et refroidissement par évaporation

Introduction

Le refroidissement par évaporation est la seule méthode connue à ce jour pour atteindre le seuil de condensation de Bose Einstein d'un gaz d'atomes dilués. Cette technique consiste à éliminer sélectivement certaines classes de particules. La densité dans l'espace des phases du nuage atomique restant peut être augmentée en exploitant cette méthode pour éliminer les atomes les plus énergétiques résultant des collisions élastiques entre atomes.

Plusieurs méthodes expérimentales ont été testées pour mettre en œuvre l'évaporation dans des pièges magnétiques :

- les transitions radio-fréquences entre sous niveaux Zeeman d'une même multiplicité hyperfine [31].
- les transitions micro-ondes entre sous niveaux Zeeman de deux multiplicités hyperfines différentes [32].
- le collage d'atomes sur une surface diélectrique moyennant un contrôle fin de la distance entre le nuage d'atomes et la surface [33].

Dans ce chapitre, nous serons amenés à examiner, dans le cas particulier d'atomes guidés magnétiquement, cette distinction entre le processus même d'évaporation, et la modification de la densité dans l'espace des phases qui peut en résulter. En effet, l'évaporation concerne, sur une durée ou une distance donnée, une certaine catégorie d'atomes.

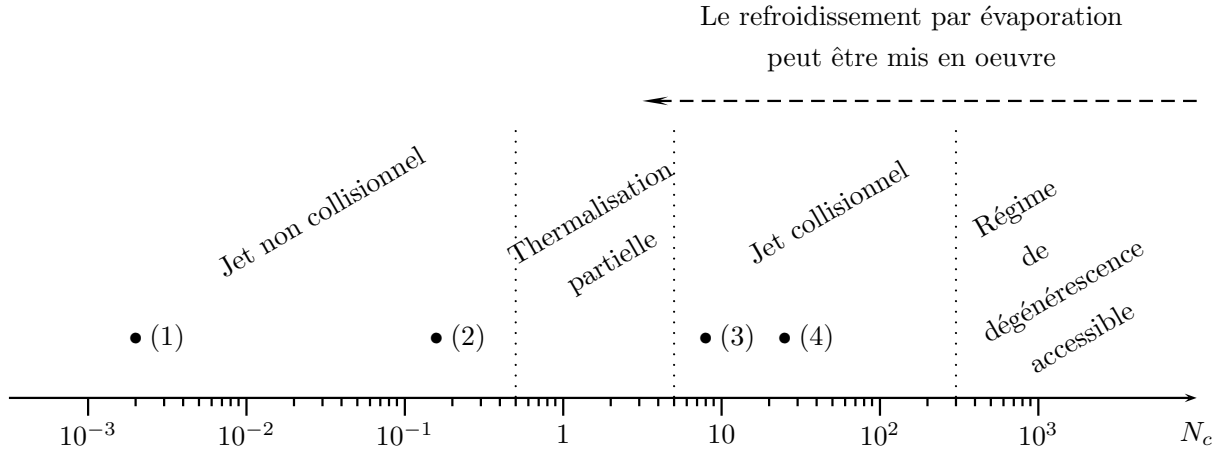


FIG. 2.1 – N_c représente le nombre de collisions subies en moyenne par chaque atome au cours de sa propagation le long du guide. Les différentes étapes de l'expérience sont figurées par le signe $\bullet$: (1) expérience 2002 [A1], (2) expérience 2003 [A2], (3) expérience 2004 [A3], (4) expérience 2005 [A4].

Il est ainsi possible de réaliser, dans certaines conditions, du filtrage par évaporation en sélectionnant des classes spécifiques d'atomes. Ce filtrage permet d'extraire des informations sur la distribution transverse des atomes du jet guidé : mesure de sa température à l'équilibre, ou de son degré de rethermalisation suite à une mise hors d'équilibre provoquée en amont.

La modification de la densité dans l'espace des phases résulte du processus de thermalisation consécutif à l'évaporation. L'ingrédient supplémentaire est ici celui des collisions élastiques. Elle ne peut être observée que si le taux de collisions élastiques est suffisant. Nous résumons sur la figure (2.1) les progrès que nous avons faits ces dernières années pour faire entrer le jet dans le régime collisionnel. Lorsque le nombre de collisions N_c subies par un atome au cours de sa propagation le long du guide dépasse une valeur de l'ordre de 3, il devient possible d'observer des effets de rethermalisation, et de mettre en œuvre le refroidissement par évaporation.

Dans ce chapitre, nous décrivons une méthode originale de mesure de la température du jet d'atomes guidé par spectroscopie radio-fréquence. Nous montrons comment cette méthode peut être mise à profit pour mettre en évidence la rethermalisation sous l'effet des collisions élastiques entre atomes. Enfin, nous décrivons comment, à l'aide d'une dizaine d'antennes radio-fréquences disposées le long du guide magnétique, nous avons pu réaliser

un gain d'un ordre de grandeur sur la densité dans l'espace des phases par refroidissement par évaporation.

2.1 Filtrage par évaporation

Dans le guide, les atomes sont confinés transversalement par un gradient de champ magnétique. Si une onde radio-fréquence est appliquée grâce à une antenne sur une portion du guide, elle induit un basculement des moments magnétiques sur une surface résonnante, pour laquelle l'énergie magnétique est égale à l'énergie d'un photon radio-fréquence (figures 2.2.a et 2.2.c). Les atomes affectés par l'onde sont alors expulsés par le gradient de champ magnétique du guide. Il en résulte une perte de toutes les particules qui traversent cette surface.

2.1.1 Les antennes

Evaporation radio-fréquence

Dans notre expérience, l'évaporation radio-fréquence est réalisée en induisant une transition entre le sous niveau magnétique piégé $|5S_{1/2}; F = 1; m = -1\rangle$ et les autres sous-niveaux magnétiques de la même multiplicité hyperfine non piégés $|5S_{1/2}; F = 1; m = 0\rangle$ et $|5S_{1/2}; F = m = 1\rangle$ (figure 2.2.a). Nous avons mis au point deux types d'antenne pour la gamme de fréquence d'intérêt :

- Le premier type a été conçu pour être utilisé directement dans la chambre à vide. Ces bobines sont réalisées grâce à du fil de cuivre recouvert d'une gaine isolante en Kapton (figure 2.3.a). Nous avons étuvé ce matériau à 200 °C et nous avons vérifié qu'il est compatible avec une bonne qualité d'ultravide ($P < 5.10^{-10}$ mbar).
- Le second type d'antenne est au contraire conçu pour être disposé en dehors du système à vide (figure 2.3.b). Le guide magnétique a donc été placé dans une chambre à vide faite essentiellement de tubes en verre.

La puissance à utiliser pour ces antennes dépend a priori de la fréquence de Rabi qui assure un passage adiabatique d'un état piégé vers un état non piégé. Une valeur typique pour cette fréquence est de quelques kHz. Dans notre expérience, le contrôle de la puissance utile s'obtient directement en mesurant l'efficacité d'évaporation. Une action trop ponctuelle de l'onde radio-fréquence sur le jet d'atomes serait par ailleurs

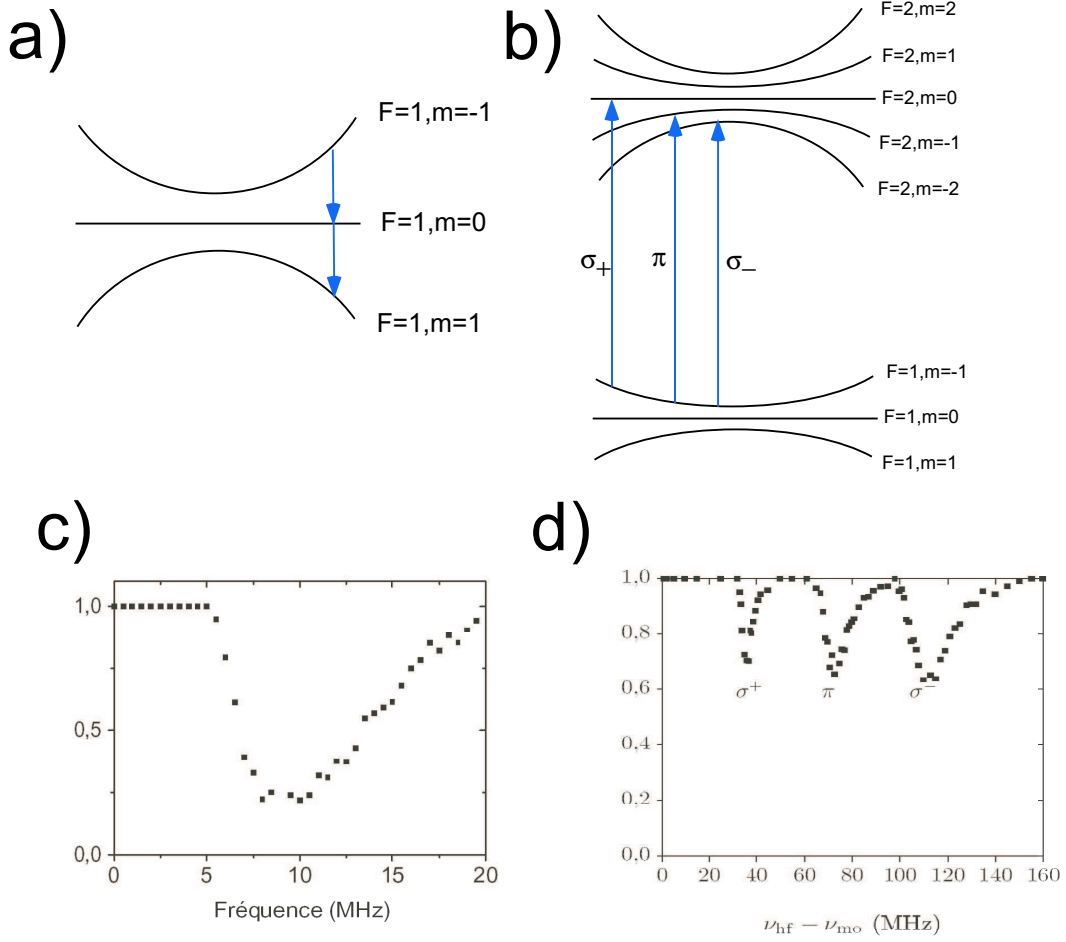


FIG. 2.2 – a) et b) niveaux magnétiques de l'état fondamental du rubidium 87 en présence d'un minimum du module du champ magnétique. Des transitions radio-fréquences (a) peuvent être induites entre les sous niveaux Zeeman de l'état hyperfin $|5S_{1/2}; F = 1\rangle$. Les transitions micro-ondes (b) sont utilisées entre les deux états hyperfins de l'état fondamental de $|5S_{1/2}; F = 1\rangle$ vers $|5S_{1/2}; F = 2\rangle$. En présence d'un champ longitudinal important, les ondes radio-fréquences ne peuvent induire de transition tant que l'énergie d'un photon n'est pas égale au minimum de l'énergie magnétique (c). Lorsque l'énergie magnétique est supérieure à l'énergie thermique (en présence d'un champ magnétique longitudinal important), les trois rayons d'évaporation micro-ondes correspondant aux trois rayons possibles peuvent être résolus (d).

problématique car les atomes doivent effectuer en moyenne au moins un quart de période (~ 10 ms) pour être évaporés. En pratique, la portée des antennes mises à l'extérieure de

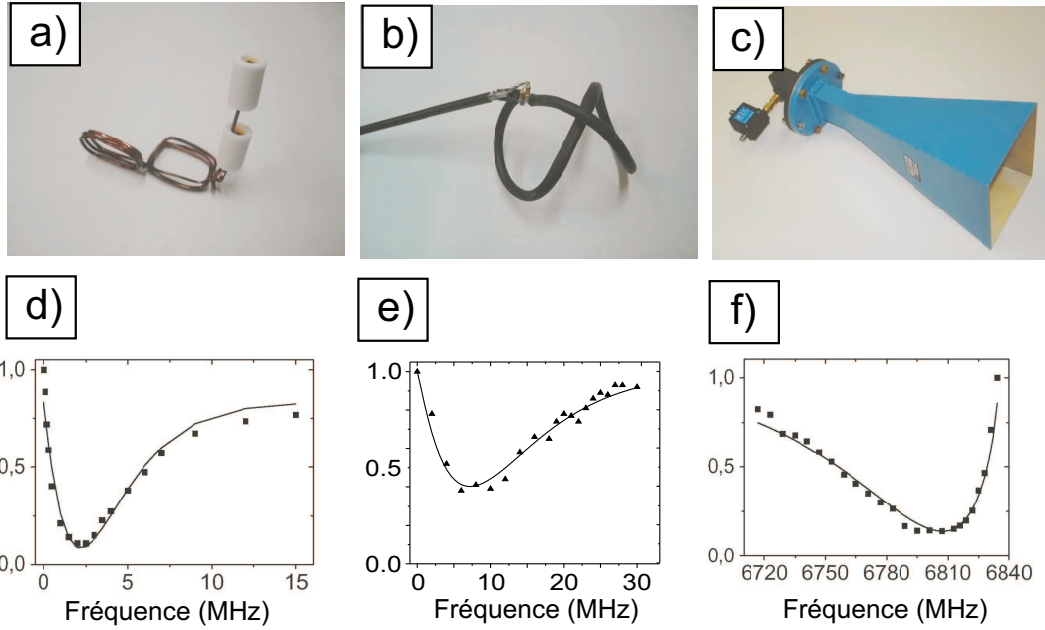


FIG. 2.3 – a) Antenne pour ondes radio-fréquences en fil de cuivre isolé par un revêtement en Kapton conçue pour être placée dans la chambre à vide. b) Antenne pour ondes radio-fréquences en forme de "huit" replié, conçue pour être placée sur le tube de verre qui sert de chambre à vide au guide magnétique. c) Cornet d'amplification pour les micro-ondes. d) Courbe de mesure de température avec une antenne de type a), $T = 150 \mu K$ pour un gradient $b = 150$ Gauss/cm. e) Courbe de mesure de température avec une antenne de type b), $T = 280 \mu K$ pour un gradient $b = 600$ Gauss/cm. f) Courbe de mesure de température avec un cornet c), $T = 500 \mu K$ pour un gradient $b = 600$ Gauss/cm.

l'enceinte à vide est de l'ordre de 15 cm. Pour une vitesse moyenne de l'ordre de 1 m/s et un confinement typique, les trajectoires concernées par le critère d'évaporation peuvent effectivement toutes être affectées dans ces conditions. La surface d'évaporation est donc un cylindre de rayon R_ν , solution de l'équation : $\mu\sqrt{B_0^2 + b^2 R_\nu^2} = h\nu$, et de longueur dictée par la portée de l'antenne.

Pour certaines hautes fréquences (> 35 MHz), nous avons observé un phénomène de résonance pour lequel l'onde radio-fréquence a une portée "infinie". Intuitivement, on peut comprendre cet effet dans la mesure où la longueur d'onde de la radio-fréquence est alors dans la même gamme de longueur que celle du guide.

Evaporation micro-onde

Ce type de problème peut être contourné grâce à une évaporation micro-onde réalisée sur la transition hyperfine : $|5S_{1/2}; F = 1; m = -1\rangle \longrightarrow |5S_{1/2}, F = 2, m = -2, -1, 0\rangle$ (figure 2.2.b). La zone d'évaporation est bien définie par l'ouverture du cornet de propagation de l'onde (figure 2.3.c). Il en résulte trois surfaces d'évaporation cylindriques selon la polarisation de l'onde hyperfréquence. Il est d'ailleurs possible de mettre directement en évidence ces trois surfaces en utilisant un champ longitudinal élevé en comparaison de la température i.e. $\mu B_0 > k_B T$ (figure 2.2.d), par opposition à l'évaporation radio-fréquence qui ne met en jeu qu'une seule surface d'évaporation (figure 2.2.c).

2.1.2 Mesures de température

La méthode traditionnelle de mesure de température dans notre communauté est celle du temps de vol. Elle consiste à supprimer brutalement le confinement des atomes et à déduire de l'évolution de la taille du nuage la valeur de la dispersion des vitesses.

Nous avons dû rapidement renoncer à la mise en place d'une telle méthode sur notre dispositif expérimental pour plusieurs raisons. Les contraintes mécaniques qui résultent de la coupure rapide des champs magnétiques, ont entraîné des microfuites dans la pièce de jonction des tubes du guide magnétique. Par ailleurs, la distance entre les tubes du guide est faible, ce qui autorise une expansion pour une durée essentiellement trop courte en regard de la température à mesurer. Nous avons donc développé une nouvelle méthode de mesure de température basée sur le filtrage radio-fréquence ou micro-onde.

Méthode

Nous exposons dans ce paragraphe la méthode pour des ondes radio-fréquences ; elle se généralise naturellement au cas des micro-ondes.

Si la fréquence de l'onde radio-fréquence est choisie égale au minimum de l'énergie magnétique, le cylindre d'évaporation a un rayon nul et aucune particule n'est évaporée (figure 2.2.c). Dans l'autre limite où l'énergie $h\nu$ d'un photon radio-fréquence est très grande en regard de l'énergie potentielle magnétique des atomes, il ne peut également y avoir de pertes. Entre ces deux limites, il existe un maximum de pertes qui caractérise la distribution thermique des atomes. Une calibration de cette courbe de filtrage radio-fréquence permet de déduire la température du jet d'atomes.

Des exemples de mesures expérimentales de la fraction d'atomes restants en fonction de la radio-fréquence de l'antenne de filtrage sont donnés sur la figure 2.3. Pour un gradient dans le guide magnétique de 600 G/cm, on trouve par exemple une température de 280 μK (figure 2.3.a). Nous avons confirmé les mesures de température ainsi obtenues par d'autres méthodes : mesure de l'extension transverse du jet [A2] ou temps de vol longitudinal car la thermalisation affecte tous les degrés de liberté. Une thermométrie en tout point similaire peut être mise en œuvre grâce à des micro-ondes (figure 2.3.c).

Les conditions de mise en œuvre

Cette méthode requiert

- une mesure sensible de variation relative du flux d'atomes en présence ou non d'évaporation. Pour obtenir un signal proportionnel au flux, nous balayons la fréquence de la sonde sur la transition $|5S_{1/2}; F = 1\rangle \longrightarrow |5P_{3/2}, F = 0, 1, 2\rangle$. Chaque atome ne peut alors absorber que quelques photons avant d'être dépompé vers le sous niveau hyperfin $|5S_{1/2}; F = 2\rangle$. Cette méthode implique donc une faible absorption, et nécessite par conséquent une grande détectivité. L'avantage en retour est qu'elle permet de s'affranchir de toute dépendance en champ magnétique. Les mesures peuvent ainsi être effectuées en présence du gradient de confinement magnétique du guide bien qu'il soit dans la gamme des 1000 Gauss/cm.
- l'absence de collisions élastiques sur la portée de l'antenne radio-fréquence. En effet, dans ces conditions, le critère d'évaporation ne porte que sur la distribution des constantes du mouvement (énergie transverse et moment cinétique longitudinal) des trajectoires individuelles, et non sur leur histoire immédiate (collisions ou non) au cours de la traversée de la zone d'évaporation. La distribution jointe en énergie transverse et moment cinétique des particules peut alors être sondée avec précision par évaporation.
- une portée de l'antenne suffisante pour une vitesse de propagation donnée de sorte que les atomes concernés par le critère d'évaporation aient le temps d'atteindre la surface d'évaporation [A7].
- un gradient de champ magnétique du guide suffisamment élevé pour que la dissymétrie introduite par la gravité puisse être négligée. Pour les atomes de rubidium dans l'état $|5S_{1/2}; F = 1; m = -1\rangle$, il doit être largement supérieur à 30 Gauss/cm. Si ce critère n'est pas vérifié, la composante longitudinale du moment angulaire n'est plus

une constante du mouvement. Les trajectoires individuelles n'évoluent plus entre un rayon minimum et un rayon maximum déterminés simplement par l'énergie transverse et le moment angulaire longitudinal. Dans ces conditions un atome peut ne pas être évaporé par une surface d'évaporation, puis l'être s'il traverse une surface d'évaporation identique un peu plus tard au cours de sa propagation.

Analyse quantitative

Sous les conditions détaillées ci-dessus, la forme de la courbe d'évaporation ne dépend que du type de confinement (harmonique, semilinéaire, linéaire) et des caractéristiques de l'évaporation (nombre de surfaces d'évaporation). Dans notre cas, selon la valeur de la température par rapport à l'énergie du champ longitudinal, la forme du potentiel de piégeage peut être transformée continûment de linéaire à harmonique. Nous avons donc fait une étude spécifique de la forme de cette courbe d'évaporation pour toutes les configurations. Nous avons ainsi pu établir une famille de fonctions d'ajustement utilisées en pratique pour déduire la température des atomes dans le guide, avec seulement deux paramètres d'ajustement : l'efficacité d'évaporation et la température. Les calculs analytiques pour des confinements linéaires et harmoniques sont explicités dans l'article [A7] reproduit à la fin de ce chapitre. Sur les figures 2.3.e.f.g des exemples de ces courbes d'ajustement sont représentés en trait continu, les carrés plein correspondent aux données expérimentales.

2.2 Le régime collisionnel

2.2.1 Introduction

Une fois les atomes injectés dans le guide magnétique, la densité dans l'espace des phases et le taux de collisions sont déterminés par les caractéristiques du confinement, le flux d'atomes et la température.

Dans la mesure où le refroidissement par évaporation repose sur l'élimination des atomes les plus énergétiques qui résultent des collisions élastiques, la quantité importante est le temps de thermalisation. Une méthode standard pour le déduire expérimentalement consiste à mettre le gaz dans un état hors d'équilibre et à suivre le retour à l'équilibre.

La relation entre le taux de thermalisation et le taux de collisions est non triviale

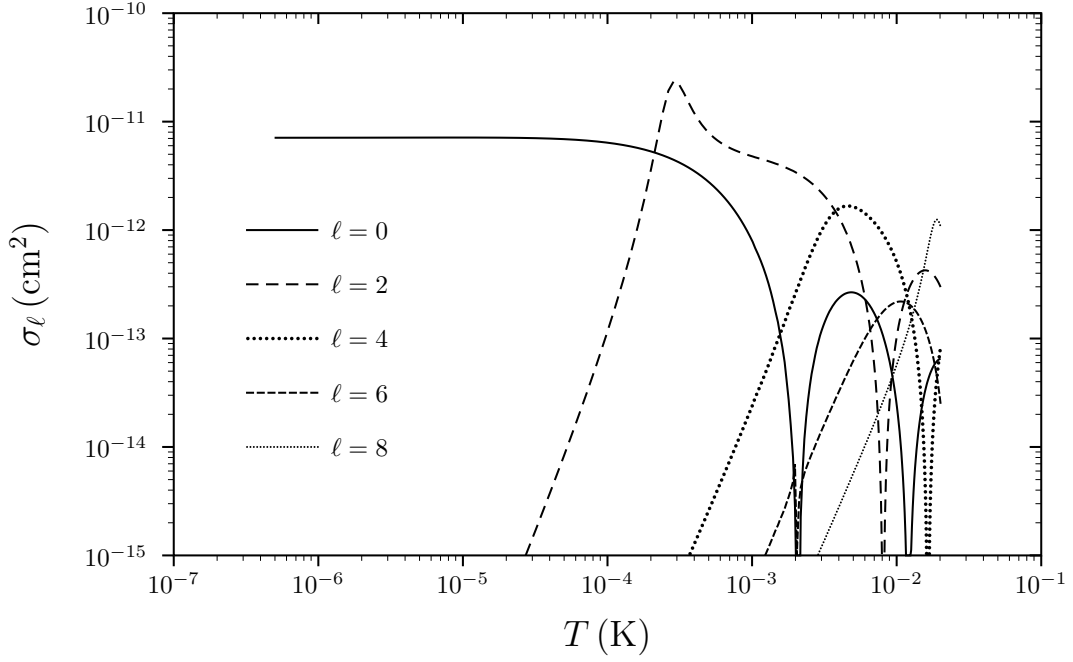


FIG. 2.4 – *Section efficace totale de collision élastique pour chaque onde partielle en fonction de l'énergie relative de la collision mesurée en Kelvin, pour des atomes de rubidium 87 dans l'état interne $|F = 1, m = -1\rangle$.*

pour au moins deux raisons. Premièrement, pour une mise hors d'équilibre importante, le retour à l'équilibre se fait de manière non exponentielle [A7], la définition d'une seule constante de temps pour définir le retour à l'équilibre est alors caduque. Deuxièmement, la gamme de température explorée implique la prise en compte des ondes de diffusion s , d , ... La figure 2.4 représente les sections efficaces totales de collision élastique pour chaque onde partielle. Pour des températures de l'ordre de $600 \mu\text{K}$, comme observées dans le guide magnétique, la contribution des ondes d ne peut donc pas être négligée. Le taux de collisions est proportionnel à la somme des sections efficaces des ondes partielles, comme nous le justifions au Chapitre 3 (section 3.4) [A9]. Mais le temps de thermalisation fait intervenir le carré de la somme des amplitudes de diffusion. Des effets d'interférences entre ondes partielles peuvent donc prendre place, d'où la nécessité d'étudier expérimentalement le temps nécessaire à la thermalisation.

Le nombre de collisions de type "onde s " par atome requis sur toute la durée de propagation pour atteindre le régime de dégénérescence quantique est estimé à 200. Pour fixer les idées, dans notre premier dispositif expérimental [34] qui a constitué la première mise



FIG. 2.5 – *Expérience à deux antennes placées le long du guide pour étudier la thermalisation.*

en évidence d'un couplage continu d'atomes dans un guide magnétique et qui améliorerait le flux d'atomes couplés par trois ordres de grandeur par rapport aux meilleures performances des autres expériences similaires, nous disposions d'un flux continu de 2×10^8 atomes animés d'une vitesse de 2 m/s dans un guide magnétique de longueur 40 cm et de gradient transverse $b = 150$ Gauss/cm à une température de $T = 200 \mu\text{K}$. Dans ces conditions le nombre de collisions élastiques subies par un atome lors de sa propagation dans le guide était de seulement de 0.002 (!!), en prenant pour section efficace celle des ondes s. C'est la raison pour laquelle nous avons dû mettre au point de nouveaux dispositifs expérimentaux. La génération suivante bénéficiait d'un guide de 2.3 mètres de long, et grâce à un mini-guide magnétique placé à l'entrée du guide principal, nous avons pu injecter un flux similaire d'atomes mais à des vitesses plus faibles de l'ordre du m/s, pour atteindre un nombre de collisions élastiques par atome de 0.16. La dernière version de notre dispositif¹ permet de coupler 30 fois plus d'atomes, dans un guide plus confinant et deux fois plus long [A3]. La progression vers le régime collisionnel est résumée sur la figure 2.1.

2.2.2 Expériences à deux antennes

La détermination expérimentale du temps de thermalisation sur ce dernier dispositif a été réalisée grâce à l'emploi de deux antennes radio-fréquence disposées le long du guide (figure 2.5) et séparées d'une distance ajustable. La première antenne est à une fréquence fixe, elle vise à mettre le jet dans un état hors d'équilibre par évaporation. La deuxième antenne permet de suivre le retour à l'équilibre après propagation des atomes sur la distance qui sépare les deux antennes.

1. Les différents dispositifs expérimentaux sont détaillés dans le chapitre 1.

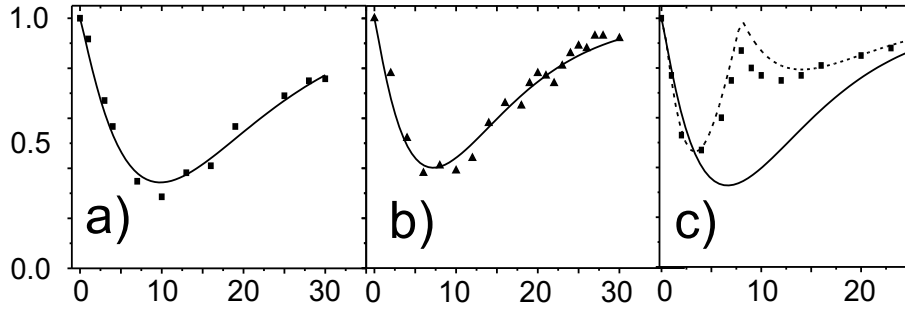


FIG. 2.6 – *Mesure de température par filtrage radio-fréquence. Les courbes représentent la fraction d'atomes restants en fonction de la fréquence de l'onde radio-fréquence pour différentes situations. a) (resp. b), les carrés (resp. triangles) sont les points expérimentaux, la courbe en trait plein l'ajustement avec la prédiction théorique : $T = 380 \mu K$ (resp. $T' = 280 \mu K$). b) et c) fraction d'atomes restant après balayage en fréquence de la deuxième antenne ; la première antenne, placée en amont, est à une fréquence ν_1 fixe (voir figure 2.5). b) Pour une grande distance entre les antennes et un flux maximum, il y a thermalisation ; $\nu_1 = 24 \text{ MHz}$, on observe un refroidissement ($T' < T$). c) Conditions expérimentales pour lesquelles il y a absence de thermalisation ($\nu_1 = 8 \text{ MHz}$).*

Si la distance entre les antennes est suffisamment petite et le flux atomique faible, la deuxième antenne n'a presque aucun effet sur le jet si elle irradie les atomes d'une onde électromagnétique de même fréquence que celle de la première antenne. En effet, les atomes dont la trajectoire traverse la surface d'évaporation de la première antenne sont perdus, et en l'absence de collisions entre les antennes, il n'y a pas de nouvelles trajectoires de ce type à évaporer au niveau de la deuxième antenne. La figure 2.6 correspond à une expérience de ce type où la première antenne est à $\nu_1 = 8 \text{ MHz}$, et on balaye la fréquence de la deuxième antenne. On trouve précisément dans ces conditions un minimum de pertes pour $\nu_2 = \nu_1 = 8 \text{ MHz}$.

Lorsque la fréquence ν_1 de la première antenne est fixée à une grande valeur en comparaison de l'énergie thermique, elle contribue à éliminer les atomes qui ont plus d'énergie que l'énergie moyenne. Si le nombre de collisions entre les deux antennes est suffisant, la rethermalisation du jet conduit à une température plus faible en aval de la première antenne. La figure 2.6.b correspond au résultat d'une telle mesure pour une distance de 3 mètres entre les deux antennes : la première antenne rayonne à une fréquence $\nu_1 = 24$

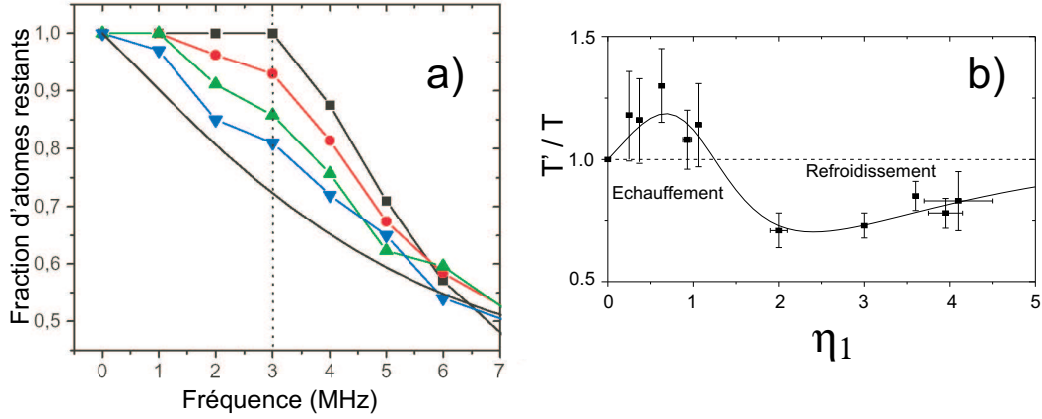


FIG. 2.7 – a) *Expérience de thermalisation à deux antennes, la première antenne rayonne à 3 MHz (trait pointillé), le graphe (a) représente le fraction d'atomes restants après la deuxième antenne en fonction de sa fréquence. Plus on augmente la distance entre antennes et le flux atomique, plus les courbes expérimentales se rapprochent de la prédiction théorique (trait plein) de complète rethermalisation. La courbe traduisant l'absence complète de thermalisation (carrés) a été obtenue avec une distance de 0.85 mètre entre les antennes et un flux réduit. Pour les autres courbes (disques et triangles), le flux était maximum, et la distance entre les antennes croissantes : 0.85 m, 1.7 m, 3 m.* (b) *Rapport entre la température T' en aval de la première antenne et celle en amont T , en fonction du rapport sans dimension $\eta_1 = h\nu_1/k_B T$ où ν_1 est la fréquence de l'onde électromagnétique rayonnée par la première antenne. La courbe en trait plein est la prédiction théorique sans aucun paramètre ajustable.*

MHz, qui correspond à 3 fois l'énergie thermique du jet. Grâce à la seconde antenne placée suffisamment en aval, la température mesurée par spectroscopie radiofréquence est de $T' = 280 \mu\text{K}$ à comparer à la température initiale $T = 380 \mu\text{K}$. De la mesure de la température T' et de la diminution du flux après la première antenne, on déduit sur cet exemple particulier un gain d'un facteur 1.9 sur la densité dans l'espace des phases du jet. Cette valeur est en très bon accord avec les prédictions théoriques.

Cette méthode permet en outre de suivre la dynamique de thermalisation. Un exemple est fourni sur la figure 2.7.a où la première antenne est utilisée à $\nu_1 = 3 \text{ MHz}$ (traits pointillés) et où l'on représente la fraction d'atomes restante après la deuxième antenne placée en aval du jet en fonction de la fréquence de cette antenne. La courbe traduisant

l'absence complète de thermalisation (carrés) a été obtenue avec une distance de 0.85 mètre entre les antennes et un flux réduit. Pour les autres courbes (disques et triangles), le flux était maximum, et la distance entre les antennes croissantes : 0.85 m, 1.7 m, 3 m. Ces courbes expérimentales se rapprochent de la prédiction théorique (trait plein) de complète thermalisation. Une expérience exploitant l'évaporation pour extraire des informations sur la thermalisation a également été faite sur des atomes d'hélium métastable sur un nuage piégé à trois dimensions [35].

En résumé, la figure 2.7.b réunit les différents résultats des expériences de rethermalisation complète. Elle représente le rapport entre la température T' mesurée en aval de l'antenne et celle en amont T , en fonction du rapport sans dimension $\eta_1 = h\nu_1/k_B T$ où ν_1 est la fréquence de l'onde électromagnétique rayonnée par l'antenne. Pour η_1 suffisamment petit les atomes évaporés ont moins d'énergie que l'énergie moyenne, et la rethermalisation conduit à un échauffement du jet ; et inversement.

Le nombre de collisions subi par chaque atome au cours de sa propagation le long du guide de 4,5 mètres de long est de l'ordre de 8 [A3] (figure 2.1). Cela constitue un gain d'un facteur 3000 par rapport à notre premier montage. C'est à ce jour la seule expérience qui a démontré la présence de collisions élastiques sur un jet guidé d'atomes froids, puis mis en évidence un refroidissement par évaporation de ce jet.

Les expériences de rethermalisation sont en très bon accord avec la modélisation que nous avons développée de cette expérience. Mais il apparaît légitime de s'interroger sur les paramètres initiaux qui caractérisent le jet : flux et température. Une simulation complète de l'expérience a été mise au point. Elle est en bon accord quantitatif avec les résultats obtenus, et permet en outre de démontrer le caractère non adiabatique de l'entrée des paquets d'atomes dans le guide. En effet, l'augmentation brusque du gradient à l'entrée du guide magnétique sur une distance de l'ordre du centimètre, contribue à augmenter par 20 à 30 % la température effective dans le guide magnétique, et à diminuer par suite le taux de collisions et la densité dans l'espace des phases. Il ne s'agit toutefois pas d'effets dramatiques.

2.3 Gain dans l'espace des phases

L'expérience décrite précédemment a permis de gagner grâce à une seule antenne radio-fréquence un gain d'un facteur de l'ordre de 2 dans l'espace des phases. Sous ces mêmes

conditions expérimentales, il est nécessaire de gagner 8 ordres de grandeur dans l'espace des phases pour atteindre le seuil de dégénérescence quantique : une trentaine d'antennes sont donc requises. Mais augmenter le nombre d'antennes ne sert à rien si le nombre de collisions élastiques par atome n'est pas suffisamment élevé.

2.3.1 Manipulation "hamiltonienne"

Une fois les atomes couplés dans le guide magnétique, le taux de collisions peut être augmenté par deux opérations "hamiltoniennes". Par ce terme, nous entendons des modifications du potentiel de confinement magnétique perçues comme adiabatique par les atomes. Ces transformations sont de deux types : augmentation de la raideur du confinement par une réduction de la distance entre les tubes du guide magnétique, et inclinaison du guide magnétique. Elles ne modifient pas la densité dans l'espace des phases mais augmentent le taux de collisions. Ces deux transformations sont mises en œuvre sur notre dispositif expérimental : la distance entre les tubes est réduite d'un facteur 1.7 sur les 40 premiers centimètres du guide (figure 1.9), et il y a une inclinaison de 2 cm sur le premier tiers du guide (figure 2.8).

Pour estimer l'impact attendu par ces transformations, nous avons modélisé la dynamique d'un jet atomique guidé soumis à de telles transformations dans deux régimes opposés [A6] : le régime sans collisions et le régime hydrodynamique. Dans ces régimes classiques, nous avons ainsi pu mettre en exergue le rôle joué par le caractère subsonique ou supersonique du jet. En effet si le jet est supersonique, la compression par augmentation de la force du confinement se traduit par une diminution de sa vitesse moyenne et une augmentation de sa température. Un jet subsonique acquiert un caractère incompressible et est au contraire accéléré par une compression. Ce dernier effet repose toutefois sur l'hypothèse d'hydrodynamicité qui pré-suppose un taux de collisions très élevé.

Nous avons également étendu cette étude au cas d'un régime dégénéré sans interactions et d'un régime dégénéré avec interactions dans la limite de Thomas-Fermi [A6]. Pour cette dernière limite, nous nous sommes appuyés sur le formalisme développé dans les références [36] et [37]. Toutefois, nous étions surpris de ne pouvoir trouver une solution stationnaire aux équations hydrodynamiques superfluides que pour une compression pas trop forte du jet. Nous nous sommes ouverts de ce problème à Nicolas Pavloff et Patricio Leboeuf du Laboratoire de Physique Théorique et Modèles Statistiques d'Orsay. Stimulés par nos discussions, ils ont pu montrer qu'il existait effectivement deux classes de solutions pour

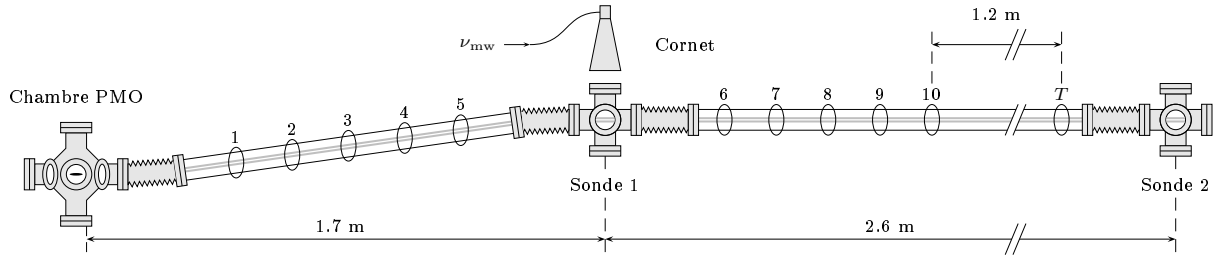


FIG. 2.8 – *Dispositif expérimental. Les atomes gravissent une pente sur la première partie du guide magnétique. 10 antennes radio-fréquences et un cornet micro-onde sont disposés le long du guide magnétique. Une distance de 1.2 mètre entre la dernière antenne d'évaporation et l'antenne d'analyse permet au jet de rethermaliser complètement.*

un jet guidé soumis à une constriction [38] : l'une "classique" que nous avons identifiée, et l'autre non stationnaire et de nature solitonique.

2.3.2 Evaporation par plusieurs antennes

Pour un jet dans un régime purement hydrodynamique, la pente ne devrait pas affecter le flux atomique. Pour que cette hypothèse d'hydrodynamicité soit vérifiée il faut que

$$mg\ell \sin \alpha \ll k_B T, \quad (2.1)$$

où m est la masse de l'atome, g l'accélération de la pesanteur, ℓ le libre parcours moyen, α l'angle de la pente par rapport à l'horizontale, et T la température du jet. En effet, si l'énergie potentielle accumulée par un atome qui redescend la pente est grande devant la température, il va déposer par collision une énergie importante en amont, et contribuer à réchauffer et par suite à diluer le jet atomique.

L'inégalité (2.1) est simplement vérifiée pour notre expérience, mais il n'y a pas une très grande différence entre les deux échelles d'énergie. Des atomes font donc demi-tour dans la pente et sont susceptibles de rentrer en collision avec les atomes qui montent la pente.

En pratique on rehausse la deuxième partie de la chambre à vide une fois pour toutes. Si on change la vitesse initiale conférée par l'injecteur, on modifie la séquence de production du flux continu. Plus la vitesse est basse, plus la production d'un paquet d'atomes affecte le paquet précédent. Par ailleurs, une qualité de vide insuffisante au niveau de l'entrée

du guide magnétique amplifie l'effet de diminution du flux pour une entrée plus lente des atomes dans le guide. Le flux ne peut donc pas être choisi indépendamment de la vitesse dans notre expérience. Le meilleur compromis auquel nous sommes arrivés consiste à injecter les atomes à une vitesse de 0.9 m/s dans le guide. Après la pente ils se propagent alors à une vitesse de 0.6 m/s. En tenant compte de la température et de la réduction de flux, on déduit, pour ces conditions expérimentales, un nombre de collisions de l'ordre de 20 à 25 par atome au cours de leur propagation .

Nous avons ensuite exploité ce nombre relativement important de collisions pour mettre en œuvre le refroidissement par évaporation. Le protocole expérimental est résumé sur la figure 2.8, il met en jeu 10 antennes radio-fréquences disposées le long du guide, et un cornet micro-onde au niveau d'une partie de la chambre à vide faite de tubes métalliques. Une distance de plus de 1 mètre sépare la dernière antenne de refroidissement de l'antenne d'analyse. Le jet peut ainsi rethermaliser avant d'être analysé. En l'absence d'évaporation, nous mesurons pour une force de confinement transverse de 800 Gauss/cm, une température de 574 μK . Après évaporation la courbe de température indique que la thermalisation a effectivement eu lieu, et donne une température de 164 μK (figure 2.9). En prenant en compte la réduction de flux corrélative à l'évaporation, nous déduisons un gain de la densité dans l'espace des phases d'un facteur 10, cette densité est après évaporation de 2×10^{-7} . Comparé au gain de presque un facteur 2 avec une seule antenne, ce gain peut sembler décevant. Il faut toutefois mentionner que la faible distance entre antennes implique qu'il n'y ait pas rethermalisation complète entre les antennes. Nous avons réussi dans cette expérience à établir par évaporation un gradient longitudinal de température de 100 $\mu\text{K}/\text{m}$.

Il n'est à la vérité pas possible de gagner beaucoup plus avec le nombre de collisions par atome dont nous disposons. Ce nombre peut d'ailleurs difficilement être augmenté par évaporation, car les lois d'échelle sont moins favorables à deux dimensions qu'à trois dimensions. Il ne peut en effet pratiquement pas y avoir d'emballement du taux de collisions par évaporation dans un guide magnétique [A9]. Les prochaines expériences devront se concentrer sur le couplage de paquets d'atomes de densité atomique plus élevée pour autoriser une évaporation jusqu'au régime de dégénérescence quantique.

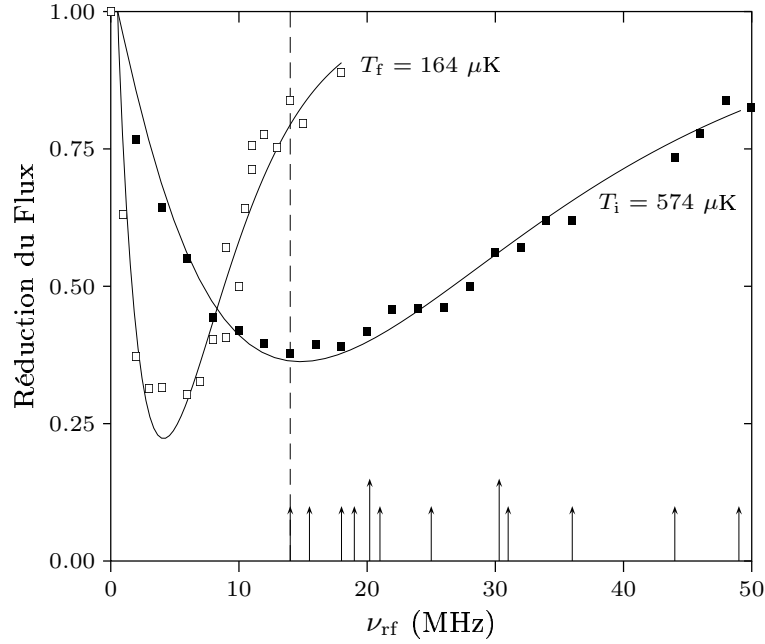


FIG. 2.9 – Courbes de mesure de température. Sans évaporation, nous mesurons $T = 574 \mu K$, et après évaporation $T = 164 \mu K$. Les flèches indiquent les valeurs des fréquences utilisées pour l'évaporation.

2.3.3 Alimentation en continu d'un piège non dissipatif?

Il n'est toutefois pas nécessaire d'atteindre le régime de dégénérescence quantique directement sur le jet guidé pour réaliser un laser à atomes continu. Nous avons analysé la dynamique de remplissage d'un piège statique par un jet continu en présence d'évaporation [A8]. Nos études numériques nous ont montré qu'il était possible grâce à l'évaporation d'atteindre un régime où la densité dans l'espace des phases des atomes piégés est plus grande par trois ordres de grandeur que celle du jet atomique d'alimentation du piège. Un tel dispositif fait passer en quelque sorte le jet d'un régime supersonique à un régime subsonique puisque les atomes n'ont pas de vitesse d'ensemble dans le piège. Pour conclure à la faisabilité d'un laser à atomes par cette méthode, il resterait à étudier l'influence de l'extraction d'atomes sur le régime stationnaire.

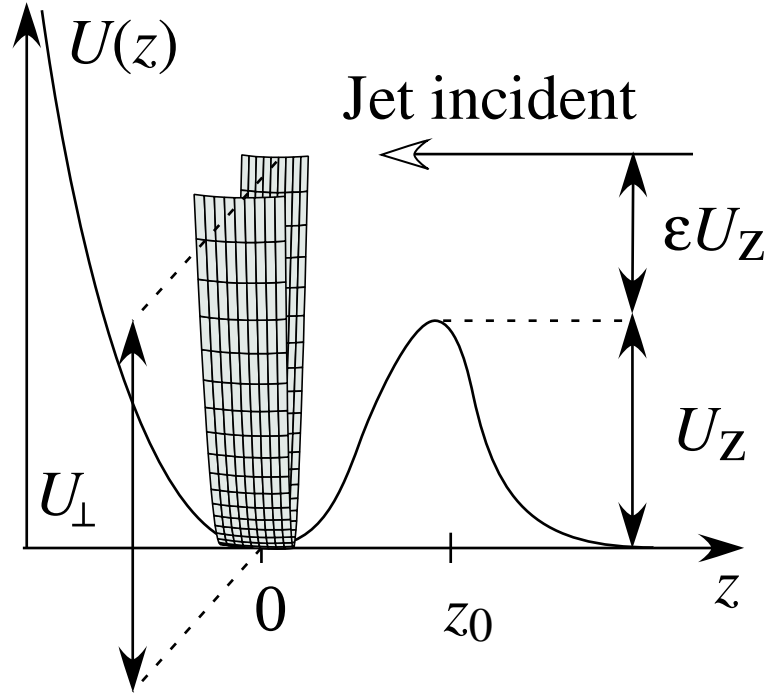


FIG. 2.10 – Un jet continu d’atomes alimente un piège statique en présence d’évaporation. Sous l’effet des collisions élastiques, des atomes peuvent se cumuler dans le piège statique.

2.4 Bilan et perspectives de l’activité expérimentale

2.4.1 Bilan

Une question naturelle est : pourquoi est-il si difficile d’atteindre les conditions expérimentales requises pour mener l’évaporation jusqu’à son terme ? Plusieurs raisons doivent être invoquées :

- Nous ne disposons que d’un temps fini de quelques secondes pour mener à bien l’évaporation.
- Le protocole d’obtention du jet continu implique une dilution longitudinale lors du recouvrement des différents paquets, qui réduit significativement le taux de collisions du jet par rapport à celui d’un paquet.
- Les lois d’échelle relatives à l’efficacité de l’évaporation sont moins favorables à deux dimensions qu’à trois dimensions. Ainsi il est par exemple impossible d’augmenter le taux de collisions après chaque zone d’évaporation si le confinement est harmonique [A7].

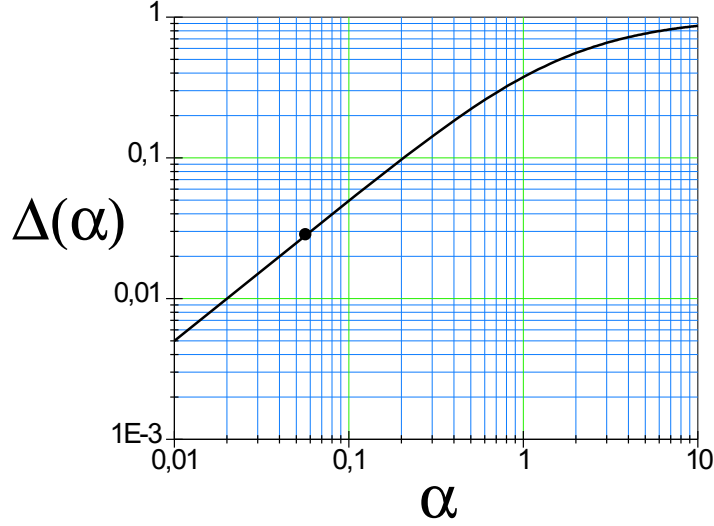


FIG. 2.11 – Représentation du rapport Δ entre le taux de collisions dans un piège semi-linéaire caractérisé par le paramètre sans dimension $\alpha = \mu B_0/k_B T$ et celui qui correspondrait à un jet confiné dans un potentiel harmonique à la même température avec pour fréquence d'oscillation celle du fond harmonique du potentiel semi-linéaire. Le symbole $\bullet$ désigne les conditions expérimentales typiques, le taux de collisions y est réduit par un facteur 30 à cause du confinement essentiellement linéaire.

Toutefois, on pourrait argumenter que l'article fondateur de cette expérience [18] envisageait un flux de 3×10^9 atomes par seconde à une température de $400 \mu\text{K}$, confiné harmoniquement à une fréquence d'oscillation de 1 kHz , et prédisait dans ces conditions une augmentation par plusieurs ordres de grandeur de la densité dans l'espace des phases, sur un guide de quelques mètres de long, pour des atomes se propageant à une vitesse de 60 cm/s .

Le flux que nous sommes capables de réaliser est deux à trois fois plus grand que celui envisagé dans cette publication, la température pour un gradient de confinement de 600 Gauss/cm est de $400 \mu\text{K}$, la vitesse d'ensemble des atomes est légèrement supérieure à 60 cm/s . Pour un champ longitudinal de 0.75 Gauss , la fréquence d'oscillation des atomes au voisinage du minimum de potentiel est de 620 Hz . Ces conditions semblent à première vue très proches de la proposition initiale. Où est l'erreur ? Les conditions seraient parfaites si

le potentiel confinant restait précisément harmonique sur toute l'extension du nuage. Or il n'en est rien. Le potentiel de confinement est essentiellement linéaire et par suite moins confinant. Pour nos conditions expérimentales, il ne peut être perçu comme harmonique par les atomes que pour une température bien inférieure à 25 μK !

A cet égard, il est instructif de considérer la quantité Δ :

$$\Delta(\alpha) = \frac{\Gamma_{\text{coll}}(\alpha)}{\Gamma_{\text{coll}}(\alpha \gg 1)} = \frac{1 + 2\alpha}{(1 + \alpha)^2} \frac{\alpha}{2}.$$

Δ correspond au rapport entre le taux de collisions dans un piège semi-linéaire caractérisé par le paramètre sans dimension $\alpha = \mu B_0 / k_B T$ et celui qui correspondrait à un jet confiné dans le potentiel harmonique à la même température, mais avec pour fréquence d'oscillation celle du fond harmonique du potentiel semi-linéaire. Sous les conditions expérimentales typiques, le taux de collisions est réduit par un facteur 30 à cause du confinement essentiellement linéaire. Cet effet explique le hiatus apparent entre les observations expérimentales et les prédictions théoriques. Il est effectivement très difficile pour la gamme de température de l'expérience de fournir un potentiel harmonique y compris pour les ailes de la distribution atomique.

2.5 Perspectives

A la lumière de nos travaux, il apparaît nécessaire d'augmenter par un ordre de grandeur typiquement le nombre de collisions que subie chaque atome au cours de sa propagation dans le guide magnétique. Plusieurs possibilités sont envisagées : mettre en place une phase de compression du piège magnéto-optique de l'injecteur, superposer à l'injecteur un faisceau dipolaire pour confiner et guider les atomes vers le guide magnétique ... Ajoutons enfin que ces solutions doivent être compatibles avec la cadence élevée de production des paquets d'atomes.

A terme, un tel jet d'atomes dans le régime de dégénérescence quantique ouvre la porte à de nombreuses questions de physique fondamentale. Quelle est la stabilité d'un tel jet dont la vitesse de propagation est supersonique vis-à-vis la phase condensée ? Quelle en est la cohérence transverse et longitudinale [39] ? Que dire du caractère superfluide d'un tel jet pour cette situation à caractère unidimensionnel ? Dans quelle mesure peut-on manipuler la phase transverse de ce jet pour dans l'optique d'expériences d'interférences d'ondes de matière ou de nanolithographie ? Peut-on mettre au point une nouvelle génération

d'horloges atomiques plus performantes alimentées par un tel jet dégénéré?

2.6 Nos publications sur le sujet du chapitre

- [A1] *Loading of a cold atomic beam into a magnetic guide*,
P. Cren, C. F. Roos, A. Aclan, J. Dalibard and D. Guéry-Odelin, Eur. Phys. J. D, **20**, 107 (2002).
- [A2] *Injection of a cold atomic beam into a magnetic guide*,
C.F. Roos, P. Cren, T. Lahaye, J. Dalibard and D. Guéry-Odelin, Laser Phys. **13**, 605 (2003).
- [A3] *Realization of a magnetically guided atomic beam in the collisional regime*,
T. Lahaye, J. M. Vogels, K. J. Günter, Z. Wang, J. Dalibard, and D. Guéry-Odelin, Phys. Rev. Lett., **93**, 093003 (2004).
- [A4] *Evaporative Cooling of a Guided Rubidium Atomic Beam*,
T. Lahaye, Z. Wang, G. Reinaudi, S. P. Rath, J. Dalibard and D. Guéry-Odelin, accepté pour publication dans Phys. Rev. A, cond-mat:0505709.
- [A5] *How to reach the collisional regime on a magnetically guided atomic beam*,
J. M. Vogels, T. Lahaye, C. F. Roos, J. Dalibard and D. Guéry-Odelin, Proceedings of Euroschool on Quantum Gases in Lower Dimensions, Les Houches, 15-25 April 2003, eds L. Pricoupenko, H. Perrin, and M. Olshanii, J. Phys. IV **116**, 259 (2004).
- [A6] *Propagation of guided cold atoms*,
T. Lahaye, P. Cren, C. Roos and D. Guéry-Odelin, Comm. Nonlin. Sci. Num. Sim. **8**, 315 (2003).
- [A7] *Discrete-step evaporation of an atomic beam*,
T. Lahaye and D. Guéry-Odelin, Eur. Phys. J. D, **33**, 67 (2005).
- [A8] *Continuous loading of a non-dissipative atom trap*
C. F. Roos, P. Cren, D. Guéry-Odelin and J. Dalibard, Europhys. Lett. **61**, 187 (2003).
- [A9] *Thermalization in ultracold gases mixtures*,
M. Anderlini and D. Guéry-Odelin, Phys. Rev. A **73**, 032706 (2006).

Nous reproduisons ci-après un article expérimental sur la mise en évidence du caractère

collisionnel du jet d'atomes guidé magnétiquement [A3], et deux articles théoriques sur l'évaporation [A7], et les manipulations "hamiltoniennes" du jet [A6].

Chapitre 3

Dynamique des gaz d'atomes froids piégés

Ce dernier chapitre est consacré aux études théoriques que j'ai menées sur la dynamique des gaz d'atomes froids piégés. L'accent est mis sur le régime non dégénéré. Il s'agissait d'un sujet de recherche essentiellement vierge à la fin des années 90. Beaucoup de travaux ont été publiés sur l'équation de Boltzmann pour étudier la limite hydrodynamique, les ondes de chocs, l'influence des conditions aux limites dans les écoulements ... Mais dans aucune de ces publications, il n'y avait un confinement à proprement parler. Dans le domaine des atomes froids, il est par exemple possible de réaliser un confinement à trois dimensions par des murs optiques sur lesquels les atomes se réfléchissent de manière purement spéculaire. Il est également possible, par le biais d'inhomogénéités de champs magnétiques, de les confiner dans un potentiel quasi-harmonique. Dans ces différentes configurations, le gaz est complètement isolé des parois de l'enceinte à vide qui sont à température ambiante. Ces systèmes se prêtent donc bien à une étude de la dynamique des gaz sous la double influence du confinement et des collisions élastiques entre atomes.

J'ai mis en œuvre essentiellement deux outils pour cerner le comportement des gaz d'atomes froids piégés : la méthode des moyennes [A1,A3,A4,A5] et la méthode des changements d'échelle [A6,A7,A8]. Pour m'assurer de leur fiabilité, j'ai également comparé de manière systématique les prédictions de ces deux méthodes avec des simulations numériques de type dynamique moléculaire [40].

L'objectif de la méthode des moyennes, que nous avons développée tant pour un gaz dégénéré de bosons que pour un gaz classique, est de décrire l'évolution de quantités

directement mesurables, comme la taille quadratique moyenne du nuage d'atomes.

Après une brève introduction à l'équation de Boltzmann et un rappel de quelques unes de ses solutions exactes, j'explique le principe de cette méthode pour des gaz non dégénérés, puis pour un condensat de Bose Einstein dans le régime de Thomas-Fermi. Je commente également les expériences qui ont trait à nos prédictions.

J'exploite ensuite cette méthode pour traiter la dynamique du mode d'oscillation pendulaire, dit mode "ciseau", puis celle des gaz classiques en rotation. J'illustre enfin une autre application avec l'étude de la thermalisation de deux espèces atomiques différentes. La dernière partie aborde le traitement des différentes non-linéarités qui doivent a priori être prises en compte dans la dynamique des gaz d'atomes froids piégés. Je présente notamment un point de vue complémentaire à la méthode des moyennes, grâce à des solutions approchées obtenues par changement d'échelle.

3.1 L'équation de Boltzmann pour des atomes froids

3.1.1 Une brève introduction

Dans la limite classique, la dynamique des gaz d'atomes froids dilués est décrite théoriquement par l'équation de Boltzmann. Cette équation porte sur la densité dans l'espace des phases à une particule, où la section efficace différentielle de collision est donnée par la théorie de la diffusion en mécanique quantique.

Nous proposons de rappeler ci-après les articulations essentielles d'une démonstration de ce résultat qui reprend, dans notre contexte spécifique, les grandes lignes de la référence [41].

Nous considérons un système composé de N atomes identiques dans un potentiel extérieur $U_{\text{ext}}(\mathbf{r}_i)$, les interactions entre particules sont prises en compte grâce au potentiel d'interaction à deux corps $V(i,j)$. L'hamiltonien total de ce système s'écrit alors simplement sous la forme :

$$H(1,\dots,N) = \sum_{i=1}^N h(i) + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j; i,j=1}^N V(i,j) \quad (3.1)$$

où $h(i)$ désigne l'hamiltonien individuel de la particule i en l'absence d'interactions. Nous désignons dans la suite par $\sigma(1,2,\dots,N)$ la matrice densité à N corps avec pour choix de normalisation $Tr_{1,2,\dots,N}\sigma = 1$. L'opérateur $\rho(1)$ de densité à 1 corps est alors défini par $\rho(1) = NTr_{2,\dots,N}(\sigma)$ et l'opérateur distribution de paires par $\rho(1,2) = N(N-1)Tr_{3,\dots,N}(\sigma)$.

L'équation vérifiée par σ est :

$$i\hbar \frac{\partial \sigma(1, \dots, N)}{\partial t} = [H(1, \dots, N), \sigma(1, \dots, N)].$$

En prenant la trace sur $2, \dots, N$, nous déduisons l'équation d'évolution de la matrice densité à 1 corps :

$$i\hbar \frac{\partial \rho(1)}{\partial t} = [h(1), \rho(1)] + \text{Tr}_2[V(1, 2), \rho(1, 2)]. \quad (3.2)$$

Elle dépend donc de la matrice densité à deux corps *via* le terme d'interaction. Cette démarche peut être reproduite pour déduire l'équation d'évolution de la matrice densité à deux corps, dont on démontre qu'elle dépend de la matrice densité à trois corps $\rho(1, 2, 3)$, et ainsi de suite. Il en résulte une hiérarchie d'équations couplées qui relie les matrices densités d'un ordre donné à l'ordre suivant. En physique classique, cette hiérarchie d'équations est connue sous le nom de hiérarchie BBGKY.

L'équation de Boltzmann est une équation semi-classique qui porte sur la densité dans l'espace des phases à une particule $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$. Cette distribution s'obtient comme la transformée de Wigner de la matrice densité à 1 corps :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \mathcal{W}[\rho] = \int d^3k e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \langle \frac{\mathbf{p}}{\hbar} + \frac{\mathbf{k}}{2} | \rho | \frac{\mathbf{p}}{\hbar} - \frac{\mathbf{k}}{2} \rangle. \quad (3.3)$$

La transformée de Wigner des termes sans interactions est simple [42] ; elle redonne, à l'ordre le plus bas en $\hbar$, la dérivée hydrodynamique à 6 dimensions de la densité dans l'espace des phases :

$$\mathcal{W} \left[\frac{d}{dt} \rho - \frac{1}{i\hbar} [h(1), \rho(1)] \right] \simeq \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\mathbf{r}}{dt} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}}. \quad (3.4)$$

Le terme ayant trait à l'interaction est naturellement le plus délicat à traiter. Il est nécessaire dans un premier temps de tronquer la hiérarchie des équations qui relient les matrices densité d'un ordre donné à celles d'un ordre plus élevé. La troncature la plus triviale consiste à factoriser la matrice densité à deux corps en un produit tensoriel de deux matrices densité à un corps : $\rho(1, 2) \simeq \rho(1) \otimes \rho(2)$. Un tel traitement néglige les corrélations à courte portée résultant de l'interaction, et conduit à l'émergence d'un terme de champ moyen. A ce niveau d'approximation, la dynamique est réversible. Il est possible de rendre compte des corrélations qui s'établissent lors de l'interaction à courte portée grâce à l'ansatz de Snider sur la matrice densité à deux corps. Cet ansatz s'écrit sous la forme d'un produit tensoriel, $\rho(1, 2) = \Omega \rho(1) \otimes \rho(2) \Omega^\dagger$, où Ω désigne l'opérateur

qui relie la base des ondes planes à celles des ondes diffusées vers l'avant : $\Omega|\mathbf{k}\rangle = |\Psi_{\mathbf{k}}^{(+)}\rangle$. L'irréversibilité est intrinsèquement contenue dans l'opérateur Ω qui porte une trace du sens de l'écoulement du temps. Le reste du traitement théorique consiste à prendre la transformée de Wigner du terme d'interaction, une fois faite la substitution de l'ansatz de Snider. Le calcul est un peu technique mais ne pose pas de difficultés [41]. On établit ainsi l'expression de l'équation de Boltzmann avec pour section efficace de collision celle donnée par la théorie de la diffusion en mécanique quantique :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\mathbf{r}}{dt} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = I_{\text{coll}}[f],$$

avec

$$I_{\text{coll}}[f] = \int d^2\Omega \, d^3v_2 \, \frac{d\sigma}{d^2\Omega} |\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}| [f(1')f(2') - f(1)f(2)]. \quad (3.5)$$

Pour un potentiel interatomique décroissant suffisamment vite à l'infini, la section efficace différentielle de collision se développe en une somme sur les ondes partielles sphériques mises en jeu dans la collision [43].

Par souci de simplicité, nous nous sommes restreints dans cette brève introduction au cas de "Boltzons", c'est-à-dire de particules sans statistique. La prise en compte de la symétrie bosonique, par exemple, ajoute des termes d'amplification bosonique aux deux termes de l'intégrale de collision (ex.: $f(1')f(2') \longrightarrow f(1')f(2')(1+f(1))(1+f(2))$), sélectionne dans le développement en ondes partielles de la section efficace différentielle uniquement les ondes paires, et multiplie sa valeur globale par un facteur 2. Nous désignons par $I_{\text{coll}}^Q[f]$ l'expression de l'intégrale de collision quantique à la limite semi-classique. La référence [44] comporte une généralisation dans le cadre de la physique nucléaire de l'approche que nous avons exposée ici, et fait apparaître simultanément dans l'expression de l'équation de Boltzmann, les deux contributions des collisions : le champ moyen et l'intégrale de collision quantique à la limite semi-classique. Le même résultat s'obtient grâce au formalisme développé par L. P. Kadanoff et G. Baym [45], comme l'ont montré A. Griffin et ses collaborateurs [46].

3.1.2 Les solutions exactes de l'équation de Boltzmann

L'équation de Boltzmann est une équation intégral-différentielle non linéaire. Aussi existe-t-il peu de solutions de cette équation. L'intérêt des solutions exactes est de guider notre intuition pour la mise au point de méthodes approchées, et de servir de test de

fiabilité aux algorithmes de dynamique moléculaire. Il est important de ce point de vue de disposer de solutions exactes pour des systèmes à deux et trois dimensions d'espace, pour lesquels les échanges de quantité de mouvement et d'énergie sont partiels au cours des collisions élastiques. J'ai réuni dans cette section deux classes de solutions qui seront riches d'enseignement pour la suite. J'ai choisi de présenter ces solutions sous une forme adimensionnée.

La solution de Krook et Wu

M. Krook et T. T. Wu ont dérivé dans leur célèbre article [47] une solution exacte de l'équation de Boltzmann classique suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\lambda}{4\pi} \int d^3v_2 d\Omega' [f(\mathbf{v}'_2, t) f(\mathbf{v}'_1, t) - f(\mathbf{v}_1, t) f(\mathbf{v}_2, t)]. \quad (3.6)$$

Cette équation porte sur un gaz homogène, c'est-à-dire confiné dans une boîte où seules des réflexions spéculaires peuvent avoir lieu sur les parois. Elle comporte de plus une simplification au niveau de la section efficace différentielle qui a été choisie inversement proportionnelle à la vitesse relative entre atomes. Une telle situation est proche de celle obtenue pour des potentiels d'interactions variant en r^{-4} caractérisant les particules dites de Maxwell. La solution s'élabore à partir des équations couplées vérifiées par les moments de la distribution de vitesse. Elle revêt finalement une forme très simple :

$$f(\mathbf{v}, t) = \mathcal{N} (1 + \beta \mathbf{v}^2) e^{-\alpha \mathbf{v}^2} \quad \text{avec} \quad \mathcal{N} = \frac{2\alpha^{5/2}}{\pi^{3/2}(2\alpha + 3\beta)}, \quad (3.7)$$

où α et β sont des fonctions dépendant du temps. Les équations vérifiées par ces deux coefficients sont :

$$\begin{aligned} \frac{d\alpha}{dt} &= -\frac{\lambda\alpha\beta}{3} \frac{1}{2\alpha + 3\beta} \\ \frac{d\beta}{dt} &= -\frac{\lambda\beta}{3} \frac{1}{2\alpha + 3\beta} \left(\alpha + 5\beta + \frac{15\beta^2}{4\alpha} \right). \end{aligned}$$

Ces équations peuvent être résolues exactement. La solution (3.7) propose une forme explicite pour l'écart à la forme gaussienne d'équilibre avec le développement d'une queue de la distribution de vitesses qui se résorbe dans le processus de retour à l'équilibre.

Ma contribution personnelle à ce type de solution a simplement consisté à transposer le résultat de M. Krook et T. T. Wu à un système de dimension 2. Pour ce faire, j'ai

injecté dans l'équation de Boltzmann à deux dimensions suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\lambda}{2\pi} \int d^2 v_2 d\theta' [f(\mathbf{v}'_2, t) f(\mathbf{v}'_1, t) - f(\mathbf{v}_1, t) f(\mathbf{v}_2, t)], \quad (3.8)$$

un ansatz de la même forme que pour la solution à trois dimensions (3.7). J'ai trouvé de cette manière une autre solution exacte du même type dont les coefficients α et β vérifient cette fois-ci le système d'équations couplées :

$$\begin{aligned} \frac{d\alpha}{dt} &= -\frac{\lambda\alpha\beta}{8} \frac{1}{\alpha + \beta} \\ \frac{d\beta}{dt} &= -\frac{\lambda\beta}{8} \frac{1}{\alpha + \beta} \left(\alpha + 4\beta + \frac{2\beta^2}{\alpha} \right). \end{aligned}$$

Ces équations se résolvent très simplement de manière analytique.

Dans les deux cas de figure, ces solutions permettent de calibrer les simulations numériques (figure 3.1). Ces dernières reposent sur une dynamique moléculaire où les collisions sont traitées par l'algorithme de G. Bird [40].

L'ansatz gaussien dans l'équation de Boltzmann classique

L'autre classe de solutions non triviales dont nous disposons est d'une nature différente. Il s'agit de solutions qui appartiennent au noyau de l'intégrale de collision. Il n'y a donc pas de retour à l'équilibre possible pour ces solutions. Ce type de solutions semble contredire en première lecture le théorème H de Boltzmann qui stipule le retour à l'équilibre après la mise hors d'équilibre d'un gaz. Boltzmann en était parfaitement conscient, comme en témoigne son commentaire sur son théorème dans son ouvrage [48] paru à titre posthume en 1909.

Il s'agit de chercher une solution de l'équation de Boltzmann classique sous la forme d'un ansatz gaussien comprenant un terme croisé en position-vitesse :

$$f_0(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \mathcal{N} \exp(-\alpha(t)r^2 - \beta(t)p^2 - \gamma(t)\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}). \quad (3.9)$$

Il est immédiat de vérifier grâce aux lois de conservation lors d'une collision élastique que $I_{\text{coll}}[f_0] = 0$ quelle que soit l'expression de la section efficace différentielle de collision. Ce type d'ansatz permet de dériver deux types de solution exactes.

Le mode monopolaire

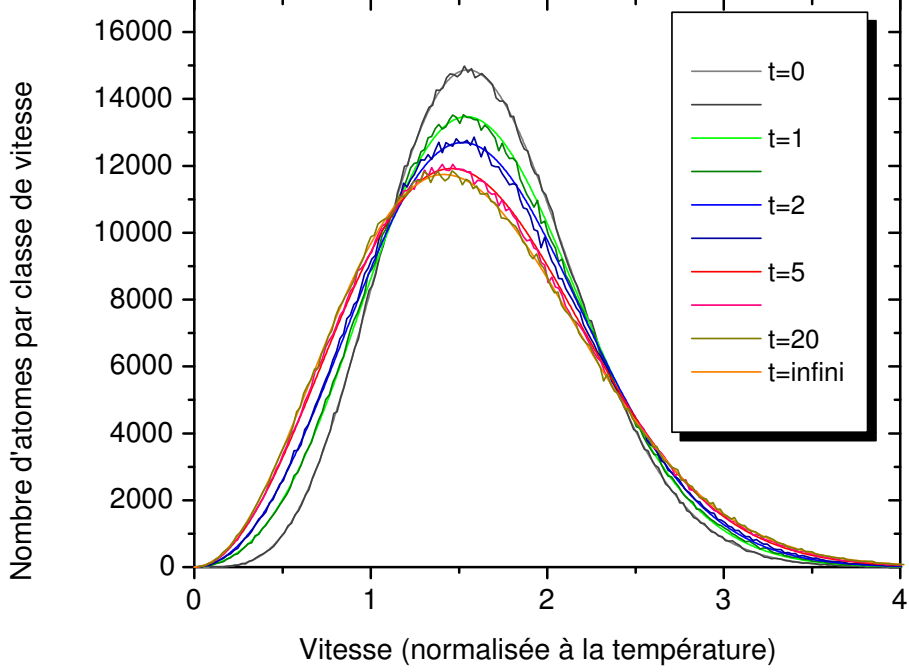


FIG. 3.1 – Comparaison entre les résultats de la simulation numérique exploitant l'algorithme développé par G. Bird [40] adapté au cas des gaz piégés, et la solution exacte de M. Krook et T. T. Wu [47].

En présence d'un confinement harmonique isotrope, la dérivée totale de f_0 s'annule

$$\frac{Df_0}{Dt} = \frac{\partial f_0}{\partial t} + \mathbf{p} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{r}} - \mathbf{r} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{p}} = 0, \quad (3.10)$$

si les paramètres α , β et γ obéissent aux équations différentielles suivantes :

$$\dot{\alpha} = \gamma, \quad \dot{\beta} = -\gamma, \quad \dot{\gamma} = 2\beta - 2\alpha, \quad (3.11)$$

Le facteur de normalisation $\mathcal{N}$ dépend seulement de la quantité $(\alpha\beta - \gamma^2/4)$, et est constant si les paramètres α , β et γ vérifient les équations (3.11). La solution qui en découle est responsable d'une oscillation à deux fois la fréquence du piège du rayon quadratique moyen $\langle \mathbf{r}^2 \rangle$. Ce mode non amorti est connu sous les noms de mode monopolaire ou encore de mode de respiration. Ajoutons enfin que l'isotropie du confinement harmonique joue un

rôle clé dans cet effet. Si on la brise, il ne reste qu'un seul mode non amorti, celui du centre de masse du gaz.

Dans la mesure où cette solution appartient au noyau de l'intégrale de collision, l'oscillation à deux fois la fréquence du piège du carré de la taille du nuage ne dépend pas du régime collisionnel, c'est-à-dire de la valeur relative du taux de collisions par rapport à la fréquence d'oscillation. Cette solution fournit en conséquence un test redoutable sur les erreurs qui peuvent s'accumuler lors du traitement des collisions dans un algorithme numérique.

Temps de vol en présence de corrélations position-vitesse

Si on coupe brutalement le confinement, l'ansatz (3.9) reproduit l'évolution du nuage décrit dans le paragraphe précédent pour une expérience dite de temps de vol. L'évolution de la fonction de distribution s'obtient d'une manière analogue au cas précédent. La dérivée totale de f_0 s'annule

$$\frac{Df_0}{Dt} = \frac{\partial f_0}{\partial t} + \mathbf{p} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{r}} = 0, \quad (3.12)$$

si les paramètres α , β et γ vérifient cette fois-ci les équations différentielles suivantes :

$$\dot{\alpha} = 0, \quad \dot{\beta} = -\gamma, \quad \dot{\gamma} = 2\beta - 2\alpha. \quad (3.13)$$

L'évolution du rayon quadratique moyen est alors donnée par :

$$\langle r^2 \rangle = \frac{6(\alpha_0 t^2 - \gamma_0 t + \beta_0)}{4\alpha_0 \beta_0 - \gamma_0^2}. \quad (3.14)$$

Cette solution montre qu'il existe une signature dans une expérience de temps de vol des corrélations position-vitesse grâce à la présence d'un terme linéaire en temps. Le terme quadratique en temps permet d'extraire la température. Nous avons vérifié expérimentalement que dans une expérience de mesure de température d'une mélasse optique par temps de vol, il n'y a pas de trace d'une telle corrélation. En revanche lorsqu'un nuage d'atomes froids est transféré dans un piège magnétique, le temps fini de montée des courants dans les bobines de champ magnétique peut suffire à exciter le mode monopolaire. Dans ces conditions, nous avons vu qu'il était indispensable dans l'analyse des données de prendre en compte le terme de corrélation position-vitesse.

Nous réaborderons un peu plus loin le problème de l'analyse des expériences de temps de vol pour un piège non-isotrope, en présence d'un taux de collisions élastiques élevé.

Solutions dans le noyau de l'équation de Boltzmann quantique à la limite semi-classique

Les solutions précédentes reposent sur un ansatz gaussien, et résultent des lois de conservation du nombre d'atomes, de la quantité de mouvement, et de l'énergie cinétique lors d'une collision élastique. Cette manière de poser le problème suggère qu'il doit être possible de trouver des solutions du même type pour l'équation de Boltzmann quantique à la limite semi-classique, pour laquelle les mêmes lois de conservation sont naturellement valables.

Nous avons effectivement montré qu'une distribution en position et vitesse de la forme :

$$f_0(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{1}{\epsilon + e^{-\alpha(t)r^2 - \beta(t)p^2 - \gamma(t)\mathbf{r} \cdot \mathbf{p} + \mu}} \quad (3.15)$$

où $\epsilon = +1$ pour des fermions et $\epsilon = -1$ pour des bosons, est dans le noyau de l'intégrale de collision $I_{\text{coll}}^Q[f_0]$ de l'équation de Boltzmann quantique à la limite semi-classique, et a une dérivée totale nulle si les paramètres α , β et γ vérifient les équations (3.11) en présence d'un confinement harmonique et isotrope. De manière analogue au cas classique, la variable de normalisation μ dépend seulement de la quantité $(\alpha\beta - \gamma^2/4)$, et est par suite constante pour les solutions trouvées. L'évolution de la distribution au cours d'une expérience de temps de vol peut être obtenue exactement de la même manière que dans le cas classique.

En pratique, l'ensemble de ces solutions exactes permet de tester les calculs numériques et les solutions approchées de l'équation de Boltzmann. J'expose dans la suite deux méthodes approchées que j'ai développées, pour extraire les comportements dynamiques d'un gaz d'atomes froids piégés : la méthode des moyennes et la méthode des changements d'échelle.

3.2 La méthode des moyennes

Dans une expérience menée sur des nuages d'atomes froids, la méthode privilégiée pour extraire des informations repose sur l'imagerie par absorption. Il est ainsi possible d'extraire le nombre d'atomes et la taille du nuage. Dans la plupart des cas, ces mesures sont effectuées après un temps de vol libre.

$$\langle \mathbf{r}^2 \rangle \longleftrightarrow \langle \mathbf{r} \cdot \mathbf{v} \rangle \longleftrightarrow \langle \mathbf{v}^2 \rangle$$

FIG. 3.2 – Représentation diagrammatique du système d'équations linéaires couplées (3.19) des moments $\langle \mathbf{r}^2 \rangle$, $\langle \mathbf{r} \cdot \mathbf{v} \rangle$ et $\langle \mathbf{v}^2 \rangle$. Les flèches indiquent les moments dont dépendent les dérivées d'un moment donné. Par exemple, $d\langle \mathbf{r}^2 \rangle/dt$ dépend de $\langle \mathbf{r} \cdot \mathbf{v} \rangle$ mais pas de $\langle \mathbf{v}^2 \rangle$.

3.2.1 Formalisme dans le régime classique [A1]

L'observable la plus naturelle pour caractériser un nuage d'atomes est sa taille $\langle r^2 \rangle$. Cette quantité est constante à l'équilibre thermodynamique, et varie lorsque le système est hors d'équilibre. De manière plus générale, nous établissons dans la suite l'équation d'évolution d'une quantité dynamique $\chi = \chi(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ fonction de la position et de la vitesse. La définition de la valeur moyenne est simplement donnée par :

$$\langle \chi \rangle = \frac{1}{N} \int d^3r d^3v f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \chi(\mathbf{r}, \mathbf{v}) . \quad (3.16)$$

En multipliant l'équation de Boltzmann par χ , puis en intégrant sur l'espace des positions et des vitesses, nous obtenons l'équation d'évolution pour $\langle \chi \rangle$:

$$\frac{d\langle \chi \rangle}{dt} - \langle \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} \chi \rangle + \omega_0^2 \langle \mathbf{r} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} \chi \rangle = \overline{\chi I_{\text{coll}}} . \quad (3.17)$$

Par symétrie, le terme relatif à l'intégrale de collision se réécrit sous la forme suivante,

$$\overline{\chi I_{\text{coll}}} = \frac{1}{4N} \int d^3r d^3v \Delta\chi I_{\text{coll}}(f) , \quad (3.18)$$

où $\Delta\chi$ représente la variation de la quantité χ au cours de la collision, $\Delta\chi = \chi + \chi_2 - \chi_1' - \chi_2'$.

Nous en déduisons immédiatement par conservation du nombre d'atomes, de la quantité de mouvement, et de l'énergie cinétique au cours d'une collision élastique, que si χ_0 est de la forme $\chi_0 = a(\mathbf{r}) + \mathbf{b}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{v} + c(\mathbf{r})v^2$, il n'y a aucune contribution du terme dissipatif $\overline{\chi_0 I_{\text{coll}}} = 0$ aux équations décrivant la dynamique de $\langle \chi_0 \rangle$.

L'équation (3.17) est une équation exacte. Hormis le cas particulier du mode monopolaire dans un piège harmonique isotrope que nous abordons dans le paragraphe suivant, il est nécessaire de faire des hypothèses supplémentaires pour tirer parti des équations sur les moments $\langle \chi \rangle$.

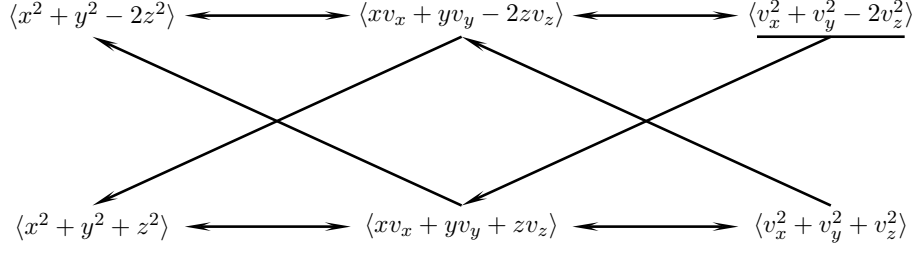


FIG. 3.3 – Représentation diagrammatique avec les mêmes conventions que celles de la figure (3.2) du système d'équations linéaires couplées pour le mode qui couple le monopole et le quadrupole dans un piège à symétrie cylindrique. Le moment souligné $\langle v_x^2 + v_y^2 - 2v_z^2 \rangle$ est le seul qui donne une contribution à l'intégrale de collision, et qui est donc responsable de l'amortissement du mode.

Le mode monopolaire

Sans hypothèses supplémentaires, il est d'ores et déjà possible de retrouver l'oscillation monopolaire. En effet, dans le cas d'un potentiel de confinement harmonique et isotrope, $U = m\omega_0^2 r^2/2$, l'évolution de $\langle r^2 \rangle$, est reliée aux moyennes $\langle \mathbf{v}^2 \rangle$ et $\langle \mathbf{r} \cdot \mathbf{v} \rangle$:

$$\begin{aligned} \frac{d\langle \mathbf{r}^2 \rangle}{dt} &= 2\langle \mathbf{r} \cdot \mathbf{v} \rangle \\ \frac{d\langle \mathbf{r} \cdot \mathbf{v} \rangle}{dt} &= \langle \mathbf{v}^2 \rangle - \omega_0^2 \langle \mathbf{r}^2 \rangle \\ \frac{d\langle \mathbf{v}^2 \rangle}{dt} &= -2\omega_0^2 \langle \mathbf{r} \cdot \mathbf{v} \rangle. \end{aligned} \quad (3.19)$$

Nous avons donc à résoudre un système linéaire d'équations différentielles couplées. Il redonne en l'occurrence les résultats de la solution exacte (3.9) avec les relations (3.11). Nous proposons sur la figure (3.2) une représentation diagrammatique, utile pour la suite, du système d'équations linéaires couplées (3.19). Les flèches indiquent les moments dont dépendent les dérivées d'un moment donné. Par exemple, $d\langle \mathbf{r}^2 \rangle/dt$ dépend de $\langle \mathbf{r} \cdot \mathbf{v} \rangle$ mais pas de $\langle \mathbf{v}^2 \rangle$. Cette représentation sera utilisée de manière systématique dans la suite.

Pièges à symétrie cylindrique : du régime sans collisions au régime hydrodynamique

Les pièges magnétiques les plus courants sont à symétrie cylindrique. Dans ce cas, le mode monopolaire est couplé au mode quadrupolaire (mode $\ell = 0$). Nous avons représenté

sur la figure (3.3) les six moments couplés des équations que nous pouvons déduire de la méthode des moments. Un seul de ces moments $\langle v_x^2 + v_y^2 - 2v_z^2 \rangle$ ne correspond pas à une quantité conservée, et a par suite une dérivée temporelle qui dépend de l'intégrale de collision. Ce terme est donc responsable de l'amortissement du mode. Son calcul explicite est naturellement délicat car il requiert la connaissance de la fonction de distribution $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$. La méthode approchée que nous avons développée pour calculer ce type de contribution, consiste à injecter dans le calcul de l'intégrale de collision un ansatz gaussien qui comporte un terme proportionnel au moment en question :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = f_\infty(\mathbf{r}, \mathbf{v}) e^{-\alpha(v_x^2 + v_y^2 - 2v_z^2)}, \quad (3.20)$$

où $f_\infty(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ est la distribution d'équilibre après relaxation, et α un paramètre dont on démontre qu'il est proportionnel à $\langle v_x^2 + v_y^2 - 2v_z^2 \rangle$. Le calcul peut alors être mené complètement à l'approximation linéaire [A1]:

$$\langle (v_x^2 + v_y^2 - 2v_z^2) I_{\text{coll}} \rangle \simeq -\frac{\langle v_x^2 + v_y^2 - 2v_z^2 \rangle}{\tau} \quad \text{avec} \quad \tau = \frac{5}{4\gamma}, \quad (3.21)$$

où γ est le taux de collisions. Le système d'équations portant sur les six moments couplés est alors un système fermé d'équations linéaires¹. La relation de dispersion permet de prévoir le comportement du gaz dans tous les régimes collisionnels. Ces différents régimes se caractérisent par la valeur relative du taux de collisions γ par rapport à la fréquence de piégeage moyenne $\bar{\omega}$. Si $\bar{\omega} \gg \gamma$, il y a peu de collisions par période d'oscillation, le régime est dit "collisionless". Dans la limite opposée, nous parlerons de régime hydrodynamique.

Nous avons reporté en trait plein sur la figure (3.4) la partie imaginaire (composante d'amortissement) de la fréquence du mode quadrupolaire $\ell = 0$ en fonction de sa partie réelle (fréquence d'oscillation). Les points expérimentaux issus de trois équipes différentes [49, 50, 51, 52] sont également représentés avec leurs barres d'erreur. L'accord est remarquable. Les oscillations de ce mode sont donc peu amorties dans la limite "collisionless" comme attendu, mais également dans la limite hydrodynamique pour laquelle les collisions assurent avant tout l'équilibre local (dans l'espace des vitesses), avant d'assurer l'équilibre global (retour à l'équilibre thermodynamique du gaz). Un maximum de dis-

1. Nous soulignons ici que la méthode des moyennes est particulièrement performante pour des forces linéaires en position et vitesse. Dans ces conditions, il est toujours possible d'aboutir à un système fermé d'équations linéaires, en appliquant notre méthode. Nous discutons un peu plus loin dans le chapitre le rôle et la prise en compte des non-linéarités.

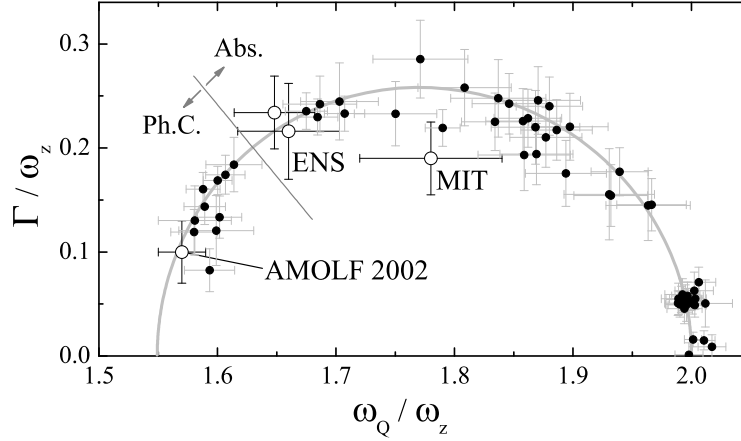


FIG. 3.4 – *Figure extraite de la référence [52] avec la permission de J. Walraven. Partie imaginaire du mode quadrupolaire $\ell = 0$ en fonction de sa partie réelle. La courbe en trait plein correspond à la prédiction théorique de la théorie des moments [A1]. Les points expérimentaux sont représentés avec leurs barres d'erreur, ils émanent de trois groupes expérimentaux travaillant avec des atomes différents : ^{23}Na au MIT [49], ^4He à l'ENS [50], et ^{87}Rb au AMOLF [51, 52].*

sipation est obtenu dans le régime intermédiaire pour lequel le taux de collisions est de l'ordre de grandeur des fréquences d'oscillations.

Parallèlement à nos travaux, le groupe de Copenhague a développé un formalisme proche du notre qui exploite la linéarisation de l'opérateur de collision et redonne les mêmes résultats [53].

Le régime hydrodynamique [A2]

Dans le régime purement hydrodynamique, aucune relaxation ne peut être obtenue. Nous retrouvons ce régime grâce au formalisme précédent en prenant la limite $\tau \rightarrow 0$. Une autre approche plus directe consiste à se placer directement en formulation hydrodynamique. La dynamique est alors décrite par deux quantités qui dépendent de l'espace et du temps : la densité atomique $n(\mathbf{r}, t)$ et le champ de vitesse $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$. Leurs variations sont données par deux équations couplées : l'équation de continuité et l'équation d'Euler. La linéarisation des équations hydrodynamiques permet d'exprimer le champ de vitesse $\mathbf{v}$ en

fonction de la densité atomique d'équilibre $n_0(\mathbf{r})$ sous la forme [A2]:

$$n_0(\mathbf{r}) \frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial t^2} = \frac{5}{3m} \nabla(\text{div}(P_0(\mathbf{r})\mathbf{v})) + \frac{2}{3} \nabla(n_0(\mathbf{r})\mathbf{v} \cdot \nabla v_{\text{ext}}) + (\nabla v_{\text{ext}}) \text{div}(n_0(\mathbf{r})\mathbf{v}), \quad (3.22)$$

où $v_{\text{ext}}(\mathbf{r}) = U_{\text{ext}}(\mathbf{r})/m$ désigne le potentiel extérieur de confinement divisé par la masse des atomes m . La procédure des moyennes peut être employée à partir de cette équation pour déduire l'évolution de quantités dépendant de la position et de la vitesse :

$$\langle \chi(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \rangle = \int d^3r \chi(\mathbf{r}, \mathbf{v}) n(\mathbf{r}, t).$$

Pour un potentiel harmonique anisotrope de fréquence angulaire ω_i le long de l'axe i , nous trouvons l'équation d'évolution des moments $\langle x_i v_i \rangle$ à partir de l'équation (3.22) :

$$\frac{d^2}{dt^2} \langle x_i v_i \rangle + 2\omega_i^2 \langle x_i v_i \rangle + \frac{2}{3} \sum_k \omega_k^2 \langle x_k v_k \rangle = 0. \quad (3.23)$$

Ce type d'équation permet de retrouver l'expression des fréquences des premiers modes d'oscillations collectifs à la limite hydrodynamique pour toutes les géométries de potentiel harmonique anisotrope.

Les équations hydrodynamiques ont été utilisées dans la référence [54] comme point de départ pour analyser l'amortissement des modes hydrodynamiques d'un gaz classique. Il est remarquable comme il est démontré dans la référence [55], que les effets de statistique quantique ne modifient pas l'équation (3.22) mais affecte seulement l'équation d'état qui relie la pression d'équilibre $P_0(\mathbf{r})$ à la densité $n_0(\mathbf{r})$ et à la température d'équilibre T_0 .

3.2.2 Condensat de Bose-Einstein dans le régime de Thomas-Fermi [A2]

Nous nous intéressons dans ce paragraphe à un condensat de Bose-Einstein à température nulle, dans la limite de Thomas-Fermi [56], piégé par un potentiel harmonique anisotrope de fréquences angulaires ω_i , $i = x, y, z$. L'équation de Gross-Pitaevskii dépendant du temps qui décrit la dynamique de la fonction d'onde à un corps $\varphi(\mathbf{r}, t)$ du condensat piégé, peut être réécrite sous la forme d'équations hydrodynamiques grâce au changement de variables :

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \sqrt{\rho(\mathbf{r}, t)} e^{iS(\mathbf{r}, t)} \quad \text{et} \quad \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) = \frac{\hbar}{m} \nabla S(\mathbf{r}, t).$$

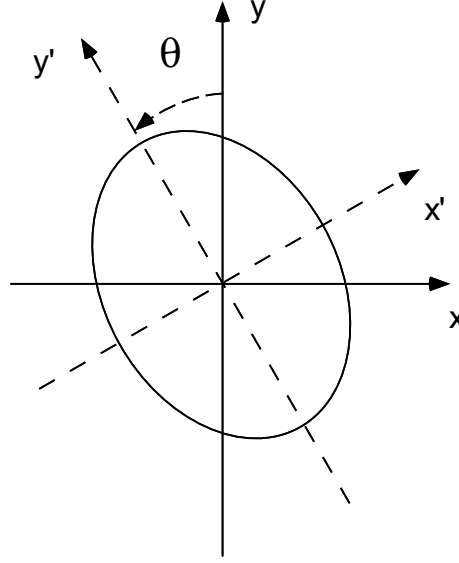


FIG. 3.5 – Oscillations pendulaires d'un condensat de Bose-Einstein.

La linéarisation des équations hydrodynamiques conduit à l'équation suivante pour le champ de vitesse :

$$\frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial t^2} - \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \nabla \mathbf{r} (\text{div} (n_0 \mathbf{v})) = 0. \quad (3.24)$$

Les moments, définis de la même manière que précédemment, obéissent désormais aux équations couplées [A2] :

$$\frac{d^2}{dt^2} \langle x_i v_i \rangle + 2\omega_i^2 \langle x_i v_i \rangle + \sum_k \omega_k^2 \langle x_k v_k \rangle = 0 \quad (3.25)$$

.

Il est ainsi possible grâce à ce formalisme des moyennes appliqué à un condensat dans le régime de Thomas-Fermi de retrouver très simplement les fréquences d'oscillations bien connues [57] pour les modes $\ell = 0$ et $\ell = 2$.

3.3 Les propriétés de rotation des gaz froids

3.3.1 Le mode ciseau [A3]

Les fréquences d'oscillations constituent, comme nous l'avons vu, un moyen privilégié d'analyse des propriétés des gaz piégés. Un exemple spectaculaire est fourni par le

mode que nous avons baptisé avec Sandro Stringari, "mode ciseau" par analogie avec son pendant en physique nucléaire [A3].

Un condensat de Bose-Einstein dilué a un moment d'inertie réduit par rapport à la prédiction de la physique classique [58]. Ses propriétés de rotation en sont notablement affectées. Nous avons proposé en 1999 de mettre en évidence cet effet par l'étude d'un mode d'oscillation pendulaire dans le plan Oxy d'un condensat piégé dans un potentiel harmonique anisotrope :

$$V_{\text{ext}}(\mathbf{r}) = \frac{m}{2}\omega_0^2((1+\epsilon)x^2 + (1-\epsilon)y^2) + \frac{m}{2}\omega_z^2z^2, \quad (3.26)$$

où ϵ caractérise le degré d'anisotropie dans le plan Oxy .

Nous avons prédit sur la base de l'équation de Gross-Pitaevskii l'existence d'une seule fréquence d'oscillation pour ce mode d'oscillation pendulaire dans la phase condensée, et de deux fréquences d'oscillation pour un gaz thermique non dégénéré [A3].

Les expériences correspondantes ont été faites par le groupe d'Oxford sous la direction de Christopher Foot [59]. Les résultats expérimentaux sont comparés à nos prédictions théoriques sur la figure (3.6). L'accord entre ces expériences et notre théorie tant sur le plan qualitatif que quantitatif est excellent. En physique nucléaire, l'indication d'une réduction du moment d'inertie est considérée comme la signature d'un comportement superfluide. Dans le cas présent, cette réduction est responsable de l'existence d'une seule fréquence d'oscillation. A cet égard, cette expérience que nous avons suggérée, a constitué l'une des premières démonstrations du caractère superfluide des condensats de Bose-Einstein. Deux autres types d'expériences ont mis en évidence plus directement cette propriété des condensats dilués : les expériences de nucléation de tourbillons quantiques [60, 61, 62, 63], et les expériences de déplacement sans dissipation d'obstacles très lents dans un condensat [64, 65].

Le mode ciseau a fait l'objet de très nombreux développements dans notre communauté tant sur le plan expérimental que théorique.

3.3.2 Mettre en rotation un gaz classique [A4]

Les expériences de mise en rotation d'un condensat de Bose-Einstein ont débuté en 1999 avec les travaux de l'équipe de Jean Dalibard [61]. Dans cette expérience, la rotation est réalisée grâce à une cuillère optique. Superposée au confinement magnétique axial et isotrope, elle ajoute au potentiel de piégeage un terme anisotrope tournant. Un même

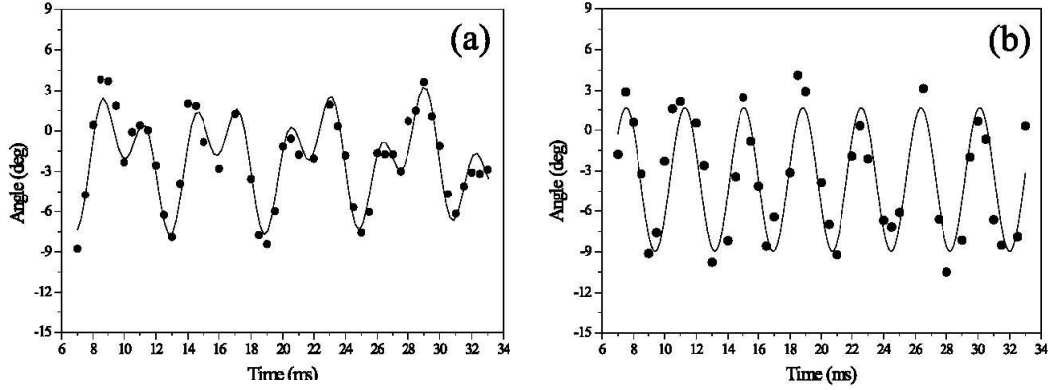


FIG. 3.6 – Comparaison entre les points expérimentaux [59] et nos prédictions théoriques [A3] (ligne continue) du mode d'oscillation pendulaire "ciseau": (a) gas non dégénéré, et (b) condensat de Bose-Einstein.

effet peut être obtenu en exploitant la grande flexibilité qu'offre un piège magnétique de type TOP [63].

Dans les premiers essais effectués dans notre laboratoire, l'équipe de Jean Dalibard a été confrontée à une situation de prime abord étonnante. Il n'y avait pas de mise en rotation du nuage d'atomes thermiques lorsqu'ils appliquaient la cuillère tournante. En revanche le condensat se mettait en rotation. A priori il était facile de constater la mise en rotation du nuage thermique par le déplacement de la température de condensation résultant de la renormalisation de la fréquence de piégeage par le terme d'inertie d'entraînement.

Face à ces résultats surprenants, je me suis intéressé au problème de la mise en rotation d'un gaz classique [A4]. La méthode des moyennes est bien adaptée à ce problème dans la mesure où les nouvelles forces en jeu résultant de la rotation (de Coriolis et d'inertie d'entraînement) sont linéaires en position et vitesse.

La méthode des moyennes est cette fois-ci appliquée dans le référentiel tournant. Dans ce référentiel, le potentiel de confinement U'_{ext} est stationnaire et anisotrope :

$$U'_{\text{ext}} = \frac{m\omega_0^2}{2} \left((1 + \epsilon)x'^2 + (1 - \epsilon)y'^2 + \lambda^2 z^2 \right). \quad (3.27)$$

Les équations sur les moments sont représentées de manière diagrammatique sur la figure 3.7. Les traits tiretés désignent les couplages proportionnels à la vitesse angulaire de rotation Ω , ils résultent du fait que l'impulsion dans le référentiel tournant n'est pas

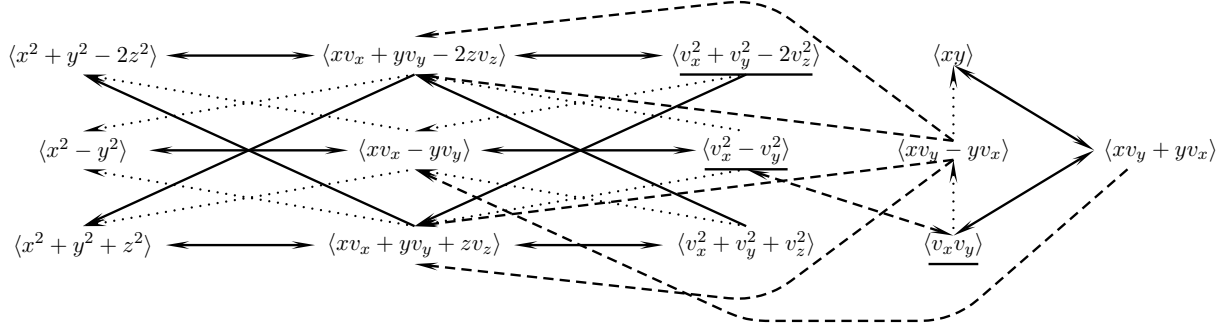


FIG. 3.7 – Représentation diagrammatique avec les mêmes conventions que celles de la figure 3.3 du système d'équations linéaires couplées pour la mise en rotation d'un gaz classique. Les traits en lignes tiretées correspondent à des couplages proportionnels à la vitesse de rotation Ω . Les lignes pointillées correspondent à des couplages proportionnels à ϵ .

simplement proportionnelle à la vitesse. Les couplages en lignes pointillés sont proportionnels à la valeur de l'anisotropie ϵ . En pratique ϵ est de l'ordre de quelques pourcents. Dans le régime collisionnel des expériences, le nombre de collisions par période d'oscillation est faible. Dans ces conditions, l'échelle de temps nécessaire pour atteindre le régime stationnaire pour lequel le gaz est en équilibre thermodynamique se déduit simplement des équations sur les 13 moments couplés :

$$t_{\text{up}}^{\text{CL}} = \frac{8\tau}{\epsilon^2} \left(\frac{\Omega}{\omega_0} \right)^2, \quad (3.28)$$

où τ est le temps de relaxation des moments quadrupolaires soulignés (figure 3.7). Ce temps nécessaire à la mise en rotation est notablement plus long que le temps de relaxation τ du fait de la faible valeur du paramètre de couplage ϵ .

Il est instructif de comparer ce temps à celui nécessaire pour dissiper grâce à une faible anisotropie statique, le moment cinétique d'un nuage initialement en rotation. Ce problème se traite également par la méthode des moments, les équations pertinentes sont données par le système de la figure 3.7 en coupant les traits tiretés ($\Omega = 0$). Le moment cinétique $\langle xv_y - yv_x \rangle$ est alors couplé aux moments $\langle xy \rangle$, $\langle xv_y + yv_x \rangle$ et $\langle \underline{v_x v_y} \rangle$ du mode d'oscillation pendulaire "ciseau". Ces quatre équations couplées permettent de caractériser le temps de retour à l'équilibre. Nous ne détaillons pas ici les différents régimes. Nous mentionnons toutefois que pour les conditions expérimentales typiques ce temps est de

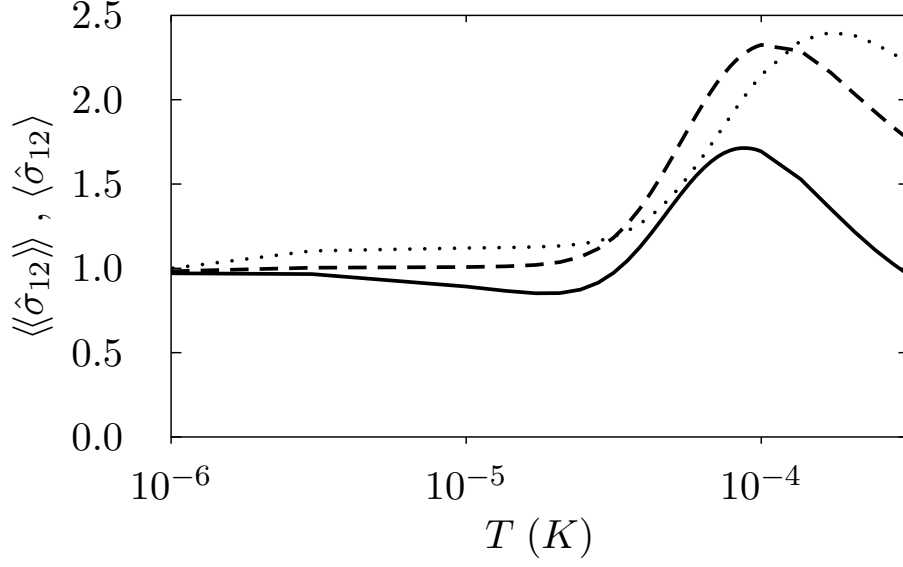


FIG. 3.8 – *Inverse du temps de thermalisation, normalisé à sa valeur avec pour section efficace la limite à énergie nulle en fonction de la température d'un gaz de rubidium 87 dans deux états internes différents $|5S_{1/2}, F = 2, m = 1\rangle$ and $|5S_{1/2}, F = 1, m = -1\rangle$: en prenant en compte les effets d'interférences (courbe en trait plein), en négligeant les termes d'interférences (courbe en traits tiretés).*

l'ordre de 4τ . Il suffit donc de quelques collisions élastiques par atome pour dissiper le moment cinétique, alors qu'il fallait un temps $\sim \epsilon^{-2}$ plus grand pour l'établir par rotation d'une anisotropie tournante d'amplitude ϵ . La conséquence immédiate de cette différence considérable entre ces deux échelles de temps est qu'un gaz classique est difficile à mettre en rotation car une très petite anisotropie statique contrecarre très efficacement la mise en rotation. Expérimentalement, il est difficile d'éviter une telle anisotropie du simple fait de la gravité par exemple. En accord avec nos prédictions, les groupes d'Eric Cornell (JILA, Boulder) [66] et de Christopher Foot (Oxford) [63] ont effectivement trouvé que pour mettre en rotation un gaz classique, il fallait une anisotropie tournante relativement élevée.

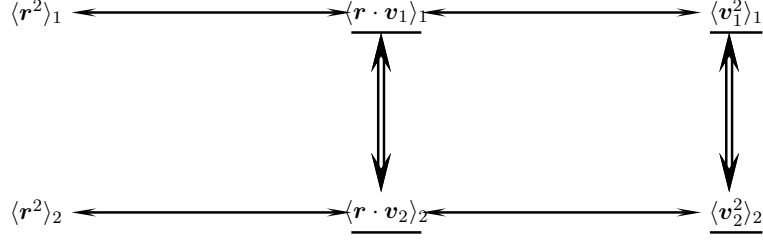


FIG. 3.9 – Représentation diagrammatique avec les mêmes conventions que pour la figure 3.3 du système d'équations linéaires couplées décrivant la thermalisation de deux espèces 1 et 2. Les flèches en double trait indiquent un couplage via les collisions entre espèces différentes.

3.4 Thermalisation de deux espèces [A5]

Dans le formalisme développé dans les paragraphes précédents, il s'agissait de rendre compte d'expériences effectuées dans des gammes de température proches de la température de condensation, voire en dessous pour décrire le comportement de la partie thermique en équilibre avec le condensat. Dans ces conditions, la section efficace de collision est réduite à la contribution des ondes s .

De nombreuses expériences mettant en jeu plusieurs espèces ont vu le jour ces dernières années. Elles offrent de nombreuses perspectives pour la réalisation de simulateur quantique [67], c'est-à-dire de systèmes d'atomes froids qui reproduisent la physique d'hamiltoniens modèles pour lesquels il existe peu d'outils d'investigation. La motivation de notre communauté dans cette direction est de pouvoir aborder des questions ouvertes relevant essentiellement du domaine de la matière condensée.

La première question à laquelle sont confrontés les expérimentateurs face à un nouveau mélange, est sa capacité à thermaliser rapidement. Si tel est le cas, il est envisageable de mettre en œuvre la technique du refroidissement sympathique. Dans le cas de mélange de fermions de deux types différents, seule la thermalisation par les collisions interespèces combinée à l'évaporation d'au moins une espèce permet d'abaisser la température du mélange. Le taux de thermalisation doit alors être connu dans une gamme relativement large de température pour laquelle il n'est plus possible de se limiter simplement aux collisions en onde s . Il est alors nécessaire de prendre en compte les contributions des ondes partielles d'ordre plus élevé.

Nous avons récemment étudié le problème du retour à l'équilibre de deux gaz enfermés dans une boîte et initialement à des températures différentes T_{10} et T_{20} . Grâce à un ansatz gaussien pour les distributions dans l'espace des vitesses de chaque gaz et à un développement au premier ordre de l'équation de Boltzmann, nous avons pu calculer la contribution des ondes partielles au temps de thermalisation τ :

$$\frac{dT_1}{dt} = -\frac{T_1 - T_2}{N_1\tau} \quad \text{avec} \quad \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} \sum_{\ell, \ell'} \beta_{\ell, \ell'}. \quad (3.29)$$

Les coefficients $\beta_{\ell, \ell'}$ traduisent les interférences entre les différentes ondes partielles. Ces interférences affectent le temps de thermalisation, mais pas le taux de collisions. Un exemple concret d'influence de ces termes d'interférence est représenté sur la figure 3.8 pour le cas d'un mélange d'atomes de rubidium 87 dans deux états internes différents. L'effet que nous mettons en exergue est ainsi loin d'être négligeable sur cet exemple particulier. Dans la limite de basse énergie où les collisions sont décrites par une section efficace constante, nous retrouvons les résultats des références [68, 69].

Nous avons également abordé le problème de la thermalisation dans un piège harmonique, choisi isotrope par souci de simplicité. La méthode des moments conduit à un système d'équations couplés représenté sous forme de diagramme sur la figure 3.9. Nous avons montré l'existence de trois régimes selon la valeur du taux de collisions inter-espèce γ par rapport à la fréquence angulaire de piégeage ω :

- si $\gamma \ll \omega$, la relaxation est une exponentielle décroissante à laquelle se superposent des oscillations de faible amplitude, le temps de relaxation est proportionnel à $1/\gamma$. Nous trouvons dans cette limite essentiellement le même résultat que celui obtenu pour la thermalisation dans une boîte.
- si $\gamma \sim \omega$, la relaxation ne se réduit pas à une simple exponentielle, des oscillations importantes s'y superposent.
- si $\gamma \gg \omega$, une relaxation rapide est observée dans l'espace des vitesses traduisant la mise à l'équilibre local, la relaxation globale est plus lente, son temps caractéristique est proportionnel au taux de collisions.

3.5 Influence des non-linéarités

Dans les études présentées ci-avant dans ce chapitre, nous nous sommes restreints à des potentiels de confinement harmoniques, à des pièges à trois dimensions pour lesquels

le terme de champ moyen est négligeable, et à des situations suffisamment proches de l'équilibre pour pouvoir linéariser l'intégrale de collisions au besoin grâce à un ansatz.

Dans cette partie, nous nous proposons de discuter le rôle joué par les non-linéarités de l'équation de Boltzmann qui décrit les gaz d'atomes froids piégés. Nous pouvons les classer en trois catégories :

1. celles issues d'un potentiel de piégeage non harmonique,
2. celles résultant du terme de champ moyen,
3. celles figurant dans l'intégrale de collision qui fait apparaître la différence entre deux produits de deux fonctions de distribution à 1 corps.

3.5.1 Mélange non-linéaire

Si on excite le mode monopolaire d'un gaz piégé par un potentiel isotrope non harmonique, on observe un "amortissement" du mode, même en l'absence de collisions. Il s'agit d'un effet de brouillage qui résulte du fait que la période d'oscillation de chaque particule est différente. Ce phénomène est baptisé mélange non-linéaire. En pratique il est indispensable de s'assurer qu'il ne joue pas un effet important dans le piège considéré pour analyser le retour à l'équilibre d'un ou plusieurs gaz piégés.

Le modèle le plus simple qui puisse être imaginé consiste à prendre un gaz parfait de particules à une dimension dont les positions sont distribuées selon une loi gaussienne d'écart type unité, et dont les vitesses initiales sont nulles. Dans ces conditions hors d'équilibre, le gaz rentre en oscillation. Nous le supposons piégé par un potentiel harmonique avec une correction quartique :

$$U_{\text{ext}} = \frac{x^2}{2} + \beta x^4.$$

Nous trouvons en traitant perturbativement le terme quartique la solution suivante pour l'évolution de la dispersion en position du nuage d'atomes :

$$\Delta x^2(t) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\cos[2t - 3\theta(t)/2]}{(1 + 9\beta^2 t^2/4)^{3/4}} \right) \text{ avec } \theta(t) = \arg\left(1 - \frac{3i\beta t}{2}\right).$$

Nous retrouvons une trace de l'oscillation à deux fois la fréquence angulaire de piégeage, caractéristique du mode monopolaire, par le terme en $2t$ de l'argument du cosinus. Cet exemple élémentaire fournit de plus les caractéristiques du mélange non-linéaire : la décroissance non exponentielle des amplitudes d'oscillation, et la présence d'un terme de glissement de phase $\theta(t)$ qui joue un rôle clé dans le brouillage des oscillations.

La méthode des moyennes n'est pas adaptée au traitement de ce problème. En effet, une non-linéarité quartique, comme dans l'exemple précédent, conduit à une infinité de moments couplés qui n'est pas gérable.

3.5.2 Le terme de champ moyen [A6,A7,A8]

Le champ moyen correspond en quelque sorte à la partie cohérente des collisions, il joue un rôle fondamental pour décrire les condensats dilués d'alcalins. Son rôle au dessus de la température de condensation est traditionnellement considéré comme négligeable. Toutefois, cette situation est spécifique des systèmes tridimensionnels. A plus basse dimensionalité, la situation peut être singulièrement différente.

En effet, il est instructif d'évaluer le rapport $\zeta = gn/k_B T$ entre l'énergie du champ moyen et l'énergie thermique, en fonction de la dimension de l'espace considéré :

- A trois dimensions, $\zeta_{3D} \sim (na^3)^{1/3}(n\lambda_{dB}^3)^{2/3}$. Sous l'hypothèse de gaz dilué $na^3 \ll 1$ et dans le régime non dégénéré $n\lambda_{dB}^3 < 1$, la contribution du champ moyen est négligeable y compris au voisinage de la température de transition.
- A deux dimensions (l'autre degré de liberté étant gelé), $\zeta_{2D} \sim n\lambda_{dB}^2 \leq 1$. Le paramètre ζ_{2D} ne diffère en fait de la densité dans l'espace des phases que par un facteur logarithmique. La contribution du champ moyen peut donc être de l'ordre de l'énergie thermique.
- A une dimension, $\zeta_{1D} \sim (\lambda_{dB}/\ell_c)^2 < 1$ où $\ell_c = \hbar/\sqrt{mgn}$, le champ moyen peut également au voisinage de la dégénérescence avoir une contribution de l'ordre de grandeur de l'énergie thermique.

Ce simple constat qualitatif suggère qu'il est possible de voir des signatures du caractère cohérent des collisions entre atomes, y compris dans le régime non dégénéré à condition de s'intéresser à des systèmes à dimensionalité réduite. Nous avons en conséquence jugé utile de développer une nouvelle méthode pour évaluer quantitativement son rôle.

La méthode que nous avons utilisée est inspirée des solutions par changement d'échelle qui avaient été développées pour un condensat de Bose-Einstein [70, 71, 72, 73, 74], et pour un gaz classique dans le régime hydrodynamique [70].

J'illustre ici le principe de cette méthode des changements d'échelle dans un cas élémentaire. Considérons un gaz unidimensionnel dans un potentiel harmonique de pulsation ω . L'équation de Boltzmann qui régit l'évolution de la distribution dans l'espace des phases

f s'écrit simplement :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} - \omega^2 x \frac{\partial f}{\partial v} = 0. \quad (3.30)$$

Nous désignons par $f_0(x, v)$ sa solution stationnaire. Nous injectons ensuite dans l'équation (3.30) une distribution $f_e(x, v, t) = f_0(X(t), V(t))$ où $X(t) = x/b$ et $V(t) = vb - x\dot{b}$. La dépendance en temps des variables X et V est entièrement contenue dans le facteur d'échelle b . Sous cette forme f_e est une solution exacte de (3.30) si b vérifie l'équation :

$$\ddot{b} + \omega^2 b - \frac{\omega^2}{b^3} = 0.$$

Mon premier travail relatif aux solutions approchées en loi d'échelle visait donc à étudier le rôle du champ moyen selon la dimension du système [A6]. J'ai proposé de trouver une signature de son effet sur les modes propres d'oscillations collectives d'un gaz confinés à basse dimension. J'ai pu ainsi mettre en évidence une modification significative des fréquences d'oscillation due au champ moyen. Il n'est donc pas exclu que le caractère cohérent des collisions entre atomes puisse être mis en évidence sur un gaz "classique", *i.e.* qui n'est pas dans le régime de dégénérescence quantique. Dans ce premier travail, je n'avais pas pris en compte la contribution dissipative des collisions à l'équation de Boltzmann (intégrale de collision). En conséquence, à la limite (non physique) pour laquelle le champ moyen domine complètement l'énergie thermique, je retrouvais pour valeurs des fréquences d'oscillations des modes collectifs celles d'un condensat de Bose-Einstein à la limite de Thomas-Fermi.

Avec Sandro Stringari et Paolo Pedri, nous avons généralisé le cadre d'application de ces solutions approchées par changement d'échelle au cas d'une équation de Boltzmann à trois dimensions complète pour laquelle le champ moyen et l'intégrale de collision sont pris en compte [A7].

La description que nous avons proposée permet d'une part de retrouver les résultats sur les oscillations des modes collectifs que nous avons établis par la méthode des moyennes, et d'autre part d'analyser les résultats des expériences de temps de vol.

Dans ce dernier type d'expériences, le confinement est coupé brutalement, et le nuage rentre en expansion. Notre formalisme permet d'analyser le rôle des collisions dans ces expériences. Lorsque le confinement est anisotrope, la distribution spatiale ne tend à temps long vers une distribution isotrope que si le gaz était initialement dans un régime faiblement collisionnel. Dans ces conditions, l'isotropie de la distribution en position à temps long reflète simplement l'isotropie de la distribution initiale en vitesse. Les expériences de

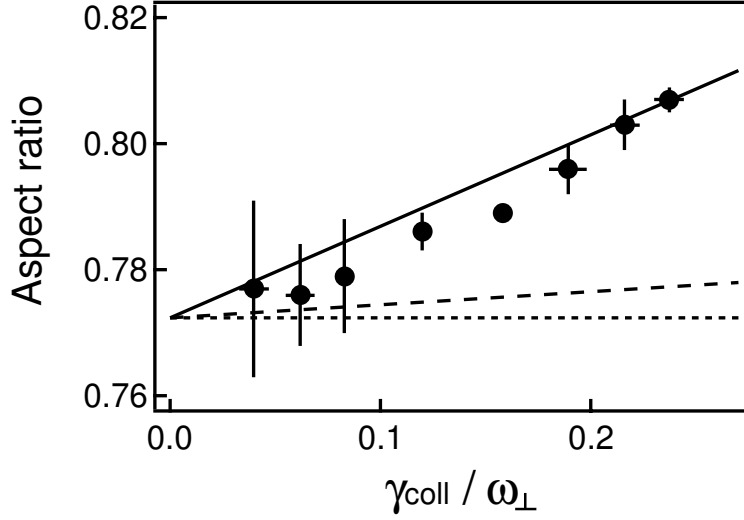


FIG. 3.10 – Figure extraite de la référence [75] avec la permission de Philippe Bouyer. Les disques représentent les points expérimentaux, la courbe en traits tiretés la prédiction sur la base des changement d'échelle en présence uniquement du terme de champ moyen [A6], et la courbe en trait plein la prédiction qui en prend en compte les deux termes de collision mis en jeu dans l'équation de Boltzmann [A7]: le champ moyen et l'intégrale de collision. La déviation par rapport à une expansion sphérique du nuage montre l'influence de la pression exercée par les collisions élastiques au cours de l'expansion du gaz.

temps de vol permettent alors de déduire la température du nuage d'atomes. Toutefois si le taux de collisions n'est pas négligeable devant l'une des fréquences d'oscillation, il s'exerce une forme de pression induite par les collisions au moment où le confinement est coupé qui induit une dilatation elliptique du nuage [A7]. Ce type d'effet est à prendre en compte dans la calibration fine des mesures de températures. Une expérience récente effectuée à l'Institut d'Optique a précisément utilisé notre théorie pour réaliser une telle calibration pour prendre des mesures de grande précision sur la température critique de transition de Bose-Einstein [75] (voir figure 3.10).

Nous avons appliqué ce formalisme également au cas d'un confinement à deux dimensions [A8]. La méthode des solutions en loi d'échelle a par ailleurs été récemment généralisée à des gaz de fermions dans le régime de dégénérescence quantique [76].

Ces études sur les modes d'oscillations ou sur l'expansion d'un gaz thermique initialement piégé, ont permis de mieux cerner les différences de comportement d'un gaz classique

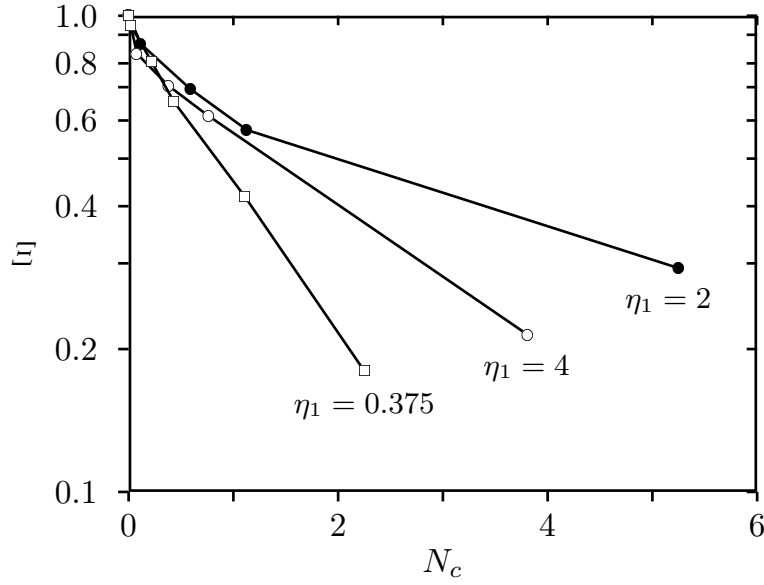


FIG. 3.11 – Le paramètre Ξ permet de suivre le retour à l'équilibre d'un jet préalablement mis hors équilibre grâce à une antenne radiofréquence qui rayonne à une fréquence ν_1 . Le paramètre η_1 est défini par $\eta_1 = h\nu_1/k_B T$. Si la première antenne enlève peu d'atomes dans la queue de la distribution $\eta_1 < 0.4$ ou $\eta_1 > 3$, le retour à l'équilibre est pratiquement exponentiel. Il requiert en moyenne 3 à 5 collisions par atome. En revanche, si $\eta_1 \sim 1$, le retour n'est plus représenté par une loi exponentielle, il nécessite un bien plus grand nombre de collisions par atome.

vis-à-vis de son pendant superfluide. Nous avons en particulier montré combien il peut être difficile de discriminer dans une expérience de temps de vol le comportement d'un superfluide, de celui d'un gaz classique dans le régime hydrodynamique.

3.5.3 L'intégrale de collisions [A9]

Nous nous sommes largement concentrés dans ce chapitre au cas des oscillations collectives de gaz piégés. L'intérêt du point de vue des outils théoriques nécessaires à la description de ces systèmes est que nous pouvons nous limiter à une version linéarisée de l'intégrale de collision. Les retours à l'équilibre combinent alors des fonctions oscillantes exponentiellement amorties parfois avec plusieurs fréquences, et plusieurs temps de relaxation. La méthode des changements d'échelle a permis d'analyser une situation différente où la distribution change radicalement mais sous la forme d'une dilatation que

l'on peut décrire approximativement grâce à des facteurs d'échelle.

Pour décrire le retour à l'équilibre de situations initialement très loin d'équilibre, nous avons recours systématiquement à l'outil numérique. Un exemple nous est fourni par la méthode de mesure des temps de thermalisation dans un guide magnétique grâce à la méthode des deux antennes que nous avons décrite dans le chapitre précédent. En effet, la première antenne peut enlever jusqu'à 70 % des atomes, et mettre le jet dans un état fortement hors d'équilibre. Dans ces conditions, on ne peut rendre compte de la dynamique du jet par une simple linéarisation de l'intégrale de collision [A9]. Nos études numériques nous ont montré que le retour à l'équilibre est décrit par une simple exponentielle si et seulement si le système est faiblement perturbé initialement (figure 3.11). Dans le cas contraire, le retour à l'équilibre requiert un nombre beaucoup plus important de collisions, comme nous avons également pu le constater expérimentalement.

3.6 Nos publications sur le sujet du chapitre

- [A1] *Collective oscillations of a classical gas confined in harmonic traps*,
D. Guéry-Odelin, F. Zambelli, J. Dalibard and S. Stringari, Phys. Rev. A, **60**, 4856 (1999).
- [A2] *Bose-Einstein condensation: an introduction*,
D. Guéry-Odelin, "Peyresq Lectures on Nonlinear Phenomena, Vol. 2", Ed. J-A Sepulchre, World Scientific, Singapore, 2003, p.143-167.
- [A3] *Scissors mode and superfluidity of a trapped Bose-Einstein condensed gas*,
D. Guéry-Odelin and S. Stringari, Phys. Rev. Lett., **83**, 4452 (1999).
- [A4] *Spinning up and down a Boltzmann gas*,
D. Guéry-Odelin, Phys. Rev. A **62**, 033607 (2000).
- [A5] *Thermalization in ultracold gases mixtures*,
M. Anderlini and D. Guéry-Odelin, Phys. Rev. A **73**, 032706 (2006).
- [A6] *Mean-field effects in a trapped classical gas*,
D. Guéry-Odelin, Phys. Rev. A **66**, 033613 (2002).
- [A7] *Dynamics of a classical gas including dissipative and mean field effects*,
P. Pedri, D. Guéry-Odelin and S. Stringari, Phys. Rev. A **68**, 043608 (2003).
- [A8] *Dynamics of a trapped ultracold two-dimensional atomic gas*,

D. Guéry-Odelin and T. Lahaye, C.R. Physique **5**, 55 (2004).

[A9] *Discrete-step evaporation of an atomic beam*,

T. Lahaye and D. Guéry-Odelin, Eur. Phys. J. D, **33**, 67 (2005).

Nous reproduisons ci-après quelques articles représentatifs [A1,A3,A4,A7] de notre activité de recherche sur le thème du chapitre.

Bibliographie

- [1] *Laser Production of a Very Slow Monoenergetic Atomic Beam*, J.V. Prodan, W.D. Phillips and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett **49**, 1149 (1982).
- [2] *Laser Manipulation of Atomic Beam Velocities: Demonstration of Stopped Atoms and Velocity Reversal*, W. Ertmer, R. Blatt, H. Hall and M. Zhu, Phys. Rev. Lett **54**, 996 (1985).
- [3] *Atom funnel for the production of a slow, high-density atomic beam*, E. Riis, D. Weiss, K. Moler, and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **64**, 1658 (1990).
- [4] *Magneto-optical compression of a monoenergetic sodium atomic beam*, J. Nelessen, J. Werner, and W. Ertmer, Opt. Commun. **78**, 300 (1990).
- [5] *Rubidium atomic funnel*, T. Swanson, N. Silva, S. Mayer, J. Maki, and D. McIntyre, J. Opt. Soc. Am. B **13**, 1833 (1996).
- [6] *High-brilliance Zeeman-slowed cesium atomic beam*, F. Lison, P. Schuh, D. Haubrich and D. Meschede, Phys. Rev. A **61**, 013405 (1999).
- [7] *Cold atomic beam from a rubidium funnel*, H. Chen and E. Riis, Appl. Phys. B **70**, 665 (2000).
- [8] *A focussing funnel for metastable helium*, G. Labeyrie, A. Browaeys, W. Rooijakkers, D. Voelker, J. Gasparrin, B. Wanner, C.I. Westbrook, and A. Aspect, Eur. Phys. J. D **7**, 341 (1999).
- [9] *Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms*, K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller and J. T. M. Walraven, Phys. Rev. A **58**, 3891 (1998).
- [10] *A continuous beam of cold cesium atoms extracted from a two-dimensional magneto-optical trap*, S. Weyers, E. Auccouturier, C. Valentin and N. Dimarcq, Opt. Commun. **143**, 30 (1997).

-
- [11] *Low-Velocity Intense Source of Atoms from a Magneto-optical Trap*, Z.T. Lu, K.L. Corwin, M.J. Renn, M.H. Anderson, E.A. Cornell and C.E. Wieman, Phys. Rev. Lett. **77**, 3331 (1996).
 - [12] *Single-beam atom trap in a pyramidal and conical hollow mirror*, K. I. Lee, J. A. Kim, H. R. Noh, and W. Jhe, Opt. Lett. **21**, 1177 (1996).
 - [13] *A magneto-optical trap loaded from a pyramidal funnel*, R. S. Williamson, P. A. Voytas, R. T. Newell and T. Walker, Optics Express **3**, 3, 111 (1998).
 - [14] *A pyramidal magneto-optical trap as a source of slow atoms* J.J. Arlt, O. Marago, S. Webster, S. Hopkins and C.J. Foot, Opt. Commun. **157**, 303 (1998).
 - [15] *An atom faucet*, W. Wohlleben, F. Chevy, K. Madison, and J. Dalibard, Eur. Phys. J. D **15**, 237 (2001).
 - [16] *A continuous cold atomic beam from a magneto-optical trap* , L. Cacciapuoti, A. Castrillo, M. de Angelis and G.M. Tino, Eur. Phys. J. D **15**, 245 (2001).
 - [17] *Anisotropic magneto-optical trapping of atoms: capture efficiency and induced drift velocities*, G. Dudle, N. Sagna, P. Berthoud and P. Thomann, J Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **29**, 4659 (1996).
 - [18] *Evaporative cooling of an atomic beam*, E. Mandonnet, A. Minguzzi, R. Dum, I. Carusotto, Y. Castin and J. Dalibard, Eur. Phys J. D **10**, 9 (2000).
 - [19] *Intense source of cold Rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap*, J. Schoser, A. Batär, R. Löw, V. Schweikhard, A. Grabowski, Yu. B. Ovchinnikov and T. Pfau, Phys. Rev. A **66**, 023410 (2002).
 - [20] *Slowing atoms with sigma - polarized light*, T. E. Barrett, S. W. Dapore Schwartz, M. D. Ray, and G. P. Lafyatis, Phys. Rev. Lett. **67**, 3483 (1991).
 - [21] *Guiding and trapping a neutral atom on a wire*, J. Schmiedmayer, Phys. Rev. A **52**, R13-R16 (1995).
 - [22] *Guiding Neutral Atoms with a Wire*, J. Denschlag, D. Cassettari, and J. Schmiedmayer, Phys. Rev. Lett. **82**, 2014 (1999)
 - [23] *Efficient magnetic guiding and deflection of atomic beams with moderate velocities*, A. Goepfert, F. Lison, R. Schütze, R. Wynands, D. Haubrich, and D. Meschede, Appl. Phys. B **69**, 217 (1999)

-
- [24] *Propagation of Cold Atoms along a Miniature Magnetic Guide*, M. Key, I. G. Hughes, W. Rooijakkers, B.E. Sauer and E.A. Hinds, D.J. Richardson and P.G. Kazansky, Phys. Rev. Lett. **84**, 1371 (2000)
- [25] *Guiding Neutral Atoms on a Chip*, N. H. Dekker, C. S. Lee, V. Lorent, J. H. Thywissen, S. P. Smith, M. Drndic, R. M. Westervelt, and M. Prentiss, Phys. Rev. Lett. **84**, 1124 (2000)
- [26] *Magnetic atom optics: mirrors, guides, traps, and chips for atoms*, E. A. Hinds and I.G. Hughes, J. Phys. D: Appl. Phys. **87**, R119, (1999).
- [27] *Storage Ring for Neutral Atoms*, J. A. Sauer, M. D. Barrett, and M. S. Chapman, Phys. Rev. Lett. **87**, 270401 (2001)
- [28] *Loading mechanism for atomic guides*, B. K. Teo and G. Raithel, Phys. Rev. A **63**, 031402 (2001).
- [29] *Quantum propagation of neutral atoms in a magnetic quadrupole guide*, E. A. Hinds and C. Eberlein, Phys. Rev. A **61**, 033614 (2000).
- [30] *Optical pumping in dense atomic media: Limitations due to reabsorption of spontaneously emitted photons*, M. Fleischhauer, Europhys. Lett. **45**, 659 (1999).
- [31] *Cooling Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy*, D. Pritchard, Phys. Rev. Lett **51**, 1336 (1983).
- [32] *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*, C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, and R. G. Hulet, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).
- [33] *Thermally Induced Losses in Ultra-Cold Atoms Magnetically Trapped Near Room-Temperature Surfaces*, D. M. Harber, J. M. McGuirk, J. M. Obrecht, and E. A. Cornell, J. Low. Temp. Phys. **133**, 229 (2003).
- [34] *Loading of a cold atomic beam into a magnetic guide*, P. Cren, C. F. Roos, A. Aclan, J. Dalibard, and D. Guéry-Odelin, Eur. Phys J. D **20**, 107 (2002).
- [35] *Thermalization of magnetically trapped metastable helium*, A. Browaeys, A. Robert, O. Sirjean, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I. Westbrook, and A. Aspect, Phys. Rev. A **64**, 034703 (2001).
- [36] *Solitary waves in clouds of Bose-Einstein condensed atoms*, A. D. Jackson, G. M. Kavoulakis, C. J. Pethick, Phys. Rev. A **58**, 2417 (1998).

-
- [37] *Bose-Einstein beams: Coherent propagation through a guide*, P. Leboeuf, N. Pavloff, Phys. Rev. A **64**, 033602 (2001).
- [38] *Solitonic transmission of Bose-Einstein matter waves*, P. Leboeuf, N. Pavloff, and S. Sinha, Phys. Rev. A **68**, 063608 (2003).
- [39] *Coherence properties of a continuous atom laser*, Y. Castin, R. Dum, E. Mandonnet, A. Minguzzi and I. Carusotto, Journal of Modern Optics **47**, 2671 (2000).
- [40] G. A. Bird, *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*, Clarendon, Oxford, (1994).
- [41] *La transformée de Wigner libre, évolution dans une collision*, F. Laloë, J. Phys. France **50**, 1851 (1989).
- [42] *Distribution functions in physics: fundamentals*, M. Hillery, R.F. O'Connell, M.O. Scully and E.P. Wigner, Phys. Rep. 106, 121 (1984).
- [43] L. Landau and E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics*, Pergamon Press, Oxford, 1977.
- [44] *On Kinetic Equations in Heavy Ions Physics*, E. Suraud, Ann. Phys. Fr. **21**, 461 (1996).
- [45] L. P. Kadanoff and G. Baym, Quantum Statistical Mechanics (W.A. Benjamin, New York, 1962), Chap. 6.
- [46] M. Imamovic-Tomasovic and A. Griffin, *Generalized Boltzmann equation for a trapped Bose-condensed gas using the Kadanoff-Baym formalism*, in "Recent Progress in Non-Equilibrium Green's functions", ed. by M. Bonitz (World Scientific, Singapore, 2000), p.404-417.
- [47] *Formation of Maxwellian Tails*, Max Krook and Tai Tsun Wu, Phys. Rev. Lett. **36**, 1107 (1976).
- [48] L. Boltzmann, in *Wissenschaftliche Abhandlungen*, edited by F. Hasenorl (J.A. Barth, Leipzig, 1909), Vol II, p. 83.
- [49] W. Ketterle, D.S. Durfee and D.M. Stamper-Kurn, Proc. Int. School of Physics *Enrico Fermi* Course CXL, M. Inguscio, S. Stringari, and C.E. Wieman (Eds.) IOS Press, p.67-359, Amsterdam 1999.
- [50] *Hydrodynamic modes in a trapped gaz of metastable helium above the Bose-Einstein transition*, M. Leduc, J. Léonard, F. Pereira dos Santos, E. Jahier, S. Schwartz, and C. Cohen-Tannoudji, Acta Phys. Pol. B **33**, 2213 (2002).

-
- [51] *Bose-Einstein Condensation into Nonequilibrium States Studied by Condensate Focusing*, I. Shvarchuck, Ch. Buggle, D. S. Petrov, K. Dieckmann, M. Zielonkowski, M. Kemmann, T. Tiecke, W. von Klitzing, G. V. Shlyapnikov, and J. T. M. Walraven, Phys. Rev. Lett. **89**, 270404 (2002).
 - [52] *Shape oscillations in nondegenerate Bose gases: Transition from the collisionless to the hydrodynamic regime*, Ch. Buggle, P. Pedri, W. von Klitzing, and J.T.M. Walraven, Phys. Rev. A **72**, 043610 (2005).
 - [53] *Damping of hydrodynamic modes in a trapped Bose gas above the Bose-Einstein transition temperature*, G. M. Kavoulakis, C. J. Pethick, and H. Smith, Phys. Rev. A **57**, 2938 (1998); *Kinetic Theory of Collective Modes in Atomic Clouds Above the Bose-Einstein Transition Temperature*, U. Al Khawaja, C.J. Pethick, and H. Smith, J. Low Temp. Phys. **118**, 127 (2000).
 - [54] *Damping of hydrodynamic modes in a trapped Bose gas above the Bose-Einstein transition temperature*, G. M. Kavoulakis, C. J. Pethick, and H. Smith, Phys. Rev. A **57**, 2938 (1998).
 - [55] *Hydrodynamic Modes in a Trapped Bose Gas above the Bose-Einstein Transition*, A. Griffin, Wen-Chin Wu, and S. Stringari, Phys. Rev. Lett. **78**, 1838 (1997).
 - [56] *Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases*, F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, and S. Stringari, Rev. Mod. Phys. **71**, 463 (1999).
 - [57] *Collective Excitations of a Trapped Bose-Condensed Gas*, S. Stringari, Phys. Rev. Lett. **77**, 2360 (1996).
 - [58] *Moment of Inertia and Superfluidity of a Trapped Bose Gas*, S. Stringari, Phys. Rev. Lett. **76**, 1405 (1996).
 - [59] *Observation of the Scissors Mode and Evidence for Superfluidity of a Trapped Bose-Einstein Condensed Gas*, O. M. Maragò, S. A. Hopkins, J. Arlt, E. Hodby, G. Hechenblaikner, and C. J. Foot, Phys. Rev. Lett. **84**, 2056 (2000).
 - [60] *Vortices in a Bose-Einstein Condensate*, M. R. Matthews, B. P. Anderson, P. C. Haljan, D. S. Hall, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, Phys. Rev. Lett. **83**, 2498 (1999).
 - [61] *Vortex Formation in a Stirred Bose-Einstein Condensate*, K. W. Madison, F. Chevy, W. Wohlleben, and J. Dalibard, Phys. Rev. Lett. **84**, 806 (2000).
 - [62] *Observation of Vortex Lattices in Bose-Einstein Condensates*, J. R. Abo-Shaeer, C. Raman, J. M. Vogels, and W. Ketterle, Science **292**, 476 (2001).

-
- [63] *Vortex Nucleation in Bose-Einstein Condensates in an Oblate, Purely Magnetic Potential*, E. Hodby, G. Hechenblaikner, S. A. Hopkins, O. M. Maragò, and C. J. Foot, Phys. Rev. Lett. **88**, 010405 (2002).
- [64] *Evidence for a Critical Velocity in a Bose-Einstein Condensed Gas*, C. Raman, M. Köhl, R. Onofrio, D. S. Durfee, C. E. Kuklewicz, Z. Hadzibabic, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **83**, 2502 (1999).
- [65] *Suppression and Enhancement of Impurity Scattering in a Bose-Einstein Condensate*, A. P. Chikkatur, A. Görlitz, D. M. Stamper-Kurn, S. Inouye, S. Gupta, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **85**, 483 (2000).
- [66] *Driving Bose-Einstein-Condensate Vorticity with a Rotating Normal Cloud*, P. C. Haljan, I. Coddington, P. Engels, and E. A. Cornell, Phys. Rev. Lett. **87**, 210403 (2001).
- [67] R. P. Feynman, Int. J. Theor. Phys. **21**, 467 (1982).
- [68] *Understanding the production of dual Bose-Einstein condensation with sympathetic cooling*, G. Delannoy, S. G. Murdoch, V. Boyer, V. Josse, P. Bouyer, and A. Aspect, Phys. Rev. A **63**, 051602 (2001).
- [69] *Mixture of ultracold lithium and cesium atoms in an optical dipole trap*, A. Mosk, S. Kraft, M. Mudrich, K. Singer, W. Wohlleben, R. Grimm, and M. Weidemüller, Appl. Phys. B **73**, 791 (2001).
- [70] *Evolution of a Bose gas in anisotropic time-dependent traps*, Yu. Kagan, E.L. Surkov and G.V. Shlyapnikov, Phys. Rev. A **55**, R18 (1997).
- [71] *Bose-Einstein Condensates in Time Dependent Traps*, Y. Castin and R. Dum, Phys. Rev. Lett. **77**, 5315 (1996).
- [72] *Low Energy Excitations of a Bose-Einstein Condensate: A Time-Dependent Variational Analysis*, V. M. Perez-Garcia, H. Michinel, J. I. Cirac, M. Lewenstein and P. Zoller, Phys. Rev. Lett. **77**, 5320 (1996).
- [73] *Collective Excitations of a Confined Bose Condensate*, K. G. Singh and D. S. Rokhsar, Phys. Rev. Lett. **77**, 1667 (1996).
- [74] *Collisionless modes of a trapped Bose gas*, M. J. Bijlsma and H. T. C. Stoof, Phys. Rev. A **60**, 3973 (1999).
- [75] *Critical Temperature of a Trapped, Weakly Interacting Bose Gas*, F. Gerbier, J. H. Thywissen, S. Richard, M. Hugbart, P. Bouyer, and A. Aspect, Phys. Rev. Lett. **92**,

030405 (2004).

- [76] Collisions and expansion of an ultracold dilute Fermi gas, B. Jackson, P. Pedri and S. Stringari, *Europhys. Lett.* **67**, 524 (2004).