



HAL
open science

Gaz bidimensionnel de Bosons ultrafroids Nouvelle expérience de condensation de Bose-Einstein

Baptiste Battelier

► **To cite this version:**

Baptiste Battelier. Gaz bidimensionnel de Bosons ultrafroids Nouvelle expérience de condensation de Bose-Einstein. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2007. Français. NNT: . tel-00180679

HAL Id: tel-00180679

<https://theses.hal.science/tel-00180679>

Submitted on 19 Oct 2007

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.

THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PARIS 6

Spécialité :
Physique Quantique

présentée par

Baptiste BATTELIER

pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS 6

Sujet de la thèse :

**Gaz bidimensionnel de bosons ultra-froids
Nouvelle expérience de condensation de Bose-Einstein**

Devant être soutenue le 28 Septembre 2007
devant le jury composé de :

M.	Roland Combescot	Président du jury
M.	Philippe Bouyer	Rapporteur
M.	Robin Kaiser	Rapporteur
M.	Claude Cohen-Tannoudji	Examineur
M.	Jean Dalibard	Directeur de thèse

Remerciements

J'ai réalisé mon travail de thèse au Laboratoire Kastler Brossel, à l'École Normale Supérieure de Janvier 2004 à Septembre 2007. Ce fut pour moi l'occasion de travailler dans un laboratoire de renommée internationale, avec des chercheurs de haut niveau. Merci à Franck Laloë et Paul Indélicato, directeurs successifs du laboratoire, de m'y avoir accueilli. Je tiens également à remercier les membres du jury : Robin Kaiser, Philippe Bouyer, Roland Combescot, et Claude Cohen-Tannoudji. Je leur suis très reconnaissant de l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux et à mon manuscrit.

Mon travail fut remarquablement encadré par mon directeur de thèse Jean Dalibard et les années passées à ses côtés furent plus qu'enrichissantes. Sa connaissance pour la physique et sa passion pour celle-ci sont quasiment infinies, et il les communique à l'ensemble de l'équipe lors de discussions passionnantes. Je trouve également remarquable le fait que l'on a toujours l'impression d'avoir compris après avoir parlé avec Jean. De plus, il est toujours très présent pour nous sortir des nombreuses impasses que l'on peut rencontrer dans un domaine de recherche aussi pointu. Mais Jean n'est pas seulement un enseignant-chercheur extraordinaire faisant preuve d'une pédagogie hors du commun. C'est avant tout un homme d'une extrême gentillesse, très agréable à côtoyer et d'une bonne humeur contagieuse, même dans les moments les plus durs. Son optimisme fut un contre-poids parfait à mon pessimisme naturel. Merci pour tout.

L'ambiance au laboratoire a été extraordinaire, cela est particulièrement dû à la gentillesse des gens avec qui j'ai travaillé. J'ai tout d'abord travaillé avec les deux précédents doctorants Vincent et Sabine qui m'ont accueilli de la meilleure manière qui soit. La bonne ambiance dans le groupe à mon arrivée est en grand partie due à Sabine qui fut l'instigatrice d'un certain nombre de traditions qui demeurent encore aujourd'hui, à l'image des tasses de café et du chocolat qui accompagne celui-ci. Je savoure la chance d'avoir eu Zoran comme postdoc pendant la durée complète de ma thèse, ce malgré le décalage horaire local nous séparant. Il fut le complémentaire idéal à Jean lors des grandes discussions sur la physique. Il m'a également impressionné par la grande quantité de coca-cola qu'il a ingurgité, et qu'il a miraculeusement transformé en eau vers la fin de son séjour parisien. Je remercie bien sûr Peter, qui fut un brillant collègue très agréable à côtoyer.

On n'hérite pas une expérience de ces ancêtres, on l'emprunte à ses successeurs. Étant le «papa» de la nouvelle expérience, j'ai suivi ce principe à la lettre. J'ai eu la chance d'être entouré de petits jeunes très motivés tous plus sympathiques les uns que les autres. Je tiens à remercier Riad dont le stage a joué un rôle central dans la conception du transport magnétique. Marc a été l'élément moteur de la bonne ambiance dans l'équipe, ayant donné lieu de manière un peu injuste à la «markification», qui consiste à ne pas manger avec le groupe le midi. Grâce à lui, je dois avouer de ne pas avoir fait trop d'efforts pour lutter contre mon instinct désordonné, sachant qu'il passerait toujours derrière moi pour ranger et nettoyer. Je tiens également à insister sur son bon goût, particulièrement au niveau du chocolat, il fut un allié précieux à mes côtés pour défendre le chocolat supérieur à 80%. Patrick, en dehors de son travail irréprochable au laboratoire, y compris pour des tâches parfois ingrates, est un joueur de violon hors pair. Je lui pardonne donc d'avoir véritablement tué l'ancienne expérience et également le fait d'aimer le

faux chocolat inférieur à 70%. Tarik, le petit dernier, semble promis à un avenir prometteur, bien qu'il ait tendance à suivre le côté obscur du chocolat au lait. Je suis donc confiant pour le futur, je laisse mon «bébé» entre de bonnes mains. Bonne chance à eux!!!

J'admire le courage des «Lithium» pour avoir survécu à un grand nombre de pépins, parfois bénins, parfois catastrophiques. Malgré cela, ils ont gardé un enthousiasme communicatif, grâce en particulier à un nouveau langage particulièrement intuitif qu'ils ont développé. J'ai une pensée particulière pour Jason, Martin et Leticia, les principales «victimes» de l'acharnement du destin. Je leur souhaite beaucoup de bonheur dans leur future carrière de chercheur qui sera talentueuse à n'en pas douter. Ensuite je me dois de souligner l'extrême sympathie des «Sodium», Fabrice et Emmanuel, symbolisée par le droit de passage à travers leur salle de manip qu'ils nous ont octroyé, sans lequel nous ne nous pourrions pas rentrer dans la notre. Cet accueil est magnifiquement éclairé par un jaune des plus chaleureux.

Je tiens à remercier les autres équipes du groupe «atomes ultra-froids» également très sympathiques, les «Rubidium II» et les «Hélium». Merci aux principaux membres du groupe qu'il m'a été mené de croiser avec plaisir durant mes trois ans et neuf mois de thèse : Frédéric Chevy, Christophe Salomon, Yvan Castin, Michèle Leduc, David Guéry-odelin, Thierry Lahaye, Gaël Reinaudi, Antoine Couvert, Zhaoying Wang, Jaewan Kim, Steven Moal, Christian Buggle, Julien Dugué, Juliette Simonet, Maximilien portier, Thomas Bourdel, Julien Cubizolles, Nir Navon, Sylvain Nascimbene, Felix Werner... Je n'oublie pas de remercier Jakob Reichel et tout le groupe des puces à atomes, qui nous ont gentiment hébergés pendant six mois, quand nous étions S.S.E.F. (Sans Salle d'Expérience Fixe).

Je remercie également tous les membres du laboratoire et du département de physique en général. Les différents ateliers ont constitué un élément moteur indispensable à la réalisation de la nouvelle expérience. Je tiens à remercier en particulier : Lionel Perennes, Patrick Giron, Jack Olejnik, l'atelier du département de physique, Yvon Cabirou, Didier Courtiade dont j'espère ne pas trop avoir abusé de sa disponibilité, Francis Hulin-Hubard, Anne-France Seyer, Mr et Mme Guérard, Bruno, «pas-Bruno», «pas-pas-Bruno», le «gars rapide». En ce qui concerne les problèmes administratifs, ma vie a été drôlement facilitée grâce à l'aide de Nicole Neveux, Linda Krikorian, Thierry Tardieu, Françoise Tarquis, Viviane Tia et Vera da Costa. Ma reconnaissance envers eux est infinie.

Enfin, je tiens à remercier tous ceux en dehors du laboratoire qui ont constitué un soutien affectif fondamental pour mon équilibre émotionnel : ma famille, mes amis (Pépé, Caro, Gu, Jaja, Ro, va, Tibo, Gre, Gui, Clo... Aaah pourvu que j'en oublie pas trop) qui croient que je compte les étoiles ou que je fais des bombes nucléaires, voire de la téléportation mais ce n'est pas grave, Céline, mon ange gardien Aurélie et mon rayon de soleil Marion. Tous m'ont encouragé dans les moments difficiles. Je n'oublie pas Jean-Baptiste et Mathieu, deux supopticiens comme moi avec qui je me suis empiffré de flammenküche pour reprendre les forces nécessaires à ce travail de longue haleine.

Table des matières

Présentation générale	7
------------------------------	----------

I Gaz de bosons bidimensionnel

Introduction	15
1 Gaz de Bose à 2 dimensions	17
1.1 Le gaz de Bose idéal bidimensionnel	17
1.2 Le gaz de Bose homogène à 2D avec interactions	19
1.3 Le gaz de Bose dans un piège harmonique à 2D	22
2 Transition BKT d'un gaz de Bose 2D dans un piège harmonique	27
2.1 Expériences sur les gaz de Bose 2D	27
2.2 Etude de la cohérence de phase d'un gaz de Bose bidimensionnel	31
2.3 Mise en évidence de vortex libres dans un gaz de Bosons bidimensionnel	37
2.4 Conclusion	46

II Nouvelle expérience de condensation de Bose-Einstein

Introduction	51
3 Conception d'un montage de condensation de Bose-Einstein	53
3.1 Objectifs à atteindre	53
3.2 Les grands types d'expérience	56
3.3 Les choix techniques	67
3.4 Système d'imagerie	70
3.5 Conclusion	71
4 Système à vide	73
4.1 Vide différentiel	73
4.2 Mise en œuvre du système à vide	74
4.3 Conclusion	82
5 Transport magnétique d'un nuage d'atomes froids	83
5.1 Principe du transport magnétique	84
5.2 Calcul des courbes temporelles de courants	89
5.3 Réalisation expérimentale	92

5.4	Conclusion	99
6	Programme de contrôle d'une expérience d'atomes froids	101
6.1	Objectifs et caractéristique du système de commande	101
6.2	Le programme et le fonctionnement des cartes	104
6.3	Conclusion	109
7	Les performances de la nouvelle expérience	111
7.1	Principe de mesure	111
7.2	La chambre du PMO	115
7.3	Les performances du transport magnétique	117
7.4	Du piège quadrupolaire au TOP	120
7.5	Conclusion	122
	Conclusion	123
	Annexe	129
	Références	141

Présentation générale

On définit souvent la simulation d'un phénomène physique comme une modélisation par ordinateur de ce phénomène. Au delà de cette vision réductrice, la simulation est une notion plus générale où il s'agit d'étudier un système physique avec un autre objet plus convivial dont les paramètres peuvent être facilement contrôlés, et plus «pur» dans le sens où l'observation du phénomène voulue est aisément mise en évidence et non perturbée par une quantité d'effets parasites non voulus. En ce sens, le programme «Simulation» du CEA porte bien son nom, lui qui regroupera, en plus d'un ordinateur superpuissant, des expériences de fusion nucléaire réalisées en plaçant une cible au foyer du laser le plus énergétique du monde (Laser Mégajoule) et l'utilisation d'un «appareil photo» à rayons X ultra précis pour photographier les explosions (Airix).

Le développement actuel des recherches autour des gaz quantiques dégénérés constitue une autre illustration de cette notion de simulation. La réalisation des premiers condensats de Bose-Einstein d'atomes ultra-froids en 1995 [3–6], récompensée six ans plus tard par un prix Nobel, fut une avancée majeure dans le domaine de la physique. D'après une théorie vieille de 80 ans développée par Bose et Einstein [7–9], dictée par la statistique qui porte le nom de ses pères, la condensation de Bose-Einstein se produit lorsque les fonctions d'ondes des bosons sont suffisamment étendues pour se recouvrir entre elles : on obtient alors un objet quantique macroscopique représenté par une unique fonction d'onde et une phase constante sur l'ensemble du système, une onde de matière cohérente, un «laser à atomes». Ces propriétés de cohérence sont propices à des expériences d'interférométrie [10] ou de diffraction d'ondes de matière [11]. Les condensats possèdent également une autre propriété remarquable, la superfluidité, c'est-à-dire l'absence de viscosité. C'est un effet connu depuis longtemps, observé en 1938 par Allen et Misener dans l'Hélium liquide refroidi en dessous de 2,2 K [12], puis expliqué par London [13].

Les propriétés des condensats d'atomes froids sont donc suffisamment remarquables pour que ceux-ci soient étudiés pour eux-mêmes. Mais ces objets ont également ouvert une voie pour simuler des phénomènes présents dans les systèmes plus complexes de la matière condensée. L'un des exemples les plus frappants est la possibilité de créer un réseau optique avec des faisceaux laser, constituant un système semblable à des électrons dans un solide. Ce système a l'avantage d'avoir des paramètres facilement ajustables, tels que la barrière de potentiel, et donc l'effet tunnel entre les différents sites, qui peut être modifiée en changeant uniquement la puissance des lasers. La transition de Mott a ainsi pu être mise en évidence [14]. Un autre exemple est la mise en rotation de condensats de Bose-Einstein [15–18]. L'apparition d'un ou plusieurs vortex issu de cette rotation est une manière de mettre en évidence la superfluidité de ce système. Une analogie très forte existe avec les vortex présents dans les supraconducteurs. Enfin un grand nombre d'expérience mettent en jeu des fermions ultra froids dont les interactions peuvent être modifiées à souhait en variant le champ magnétique appliqué aux atomes. Pour un gaz de fermions avec des interactions faibles et attractives, on s'attend à une transition de phase à basse température analogue à la transition supraconductrice pour un gaz d'électrons dans les métaux. Cette transition de phase, dite BCS du nom de ses inventeurs Bardeen, Cooper et Schrieffer [19, 20], est due à la formation d'un condensat de paires de particules.

Les atomes froids peuvent également former des systèmes de basse dimensionnalité, similaire à ceux qui ont constitué au cours du siècle précédent un sujet d'étude théorique de premier ordre. Dans de tels systèmes, à cause de la différence de densité d'état, la situation est complètement différente du cas 3D. Dans le cas des gaz de bosons ultra-froids homogènes 1D et 2D, la condensation de Bose-Einstein n'est pas possible à température non nulle. Néanmoins, grâce aux interactions, des régimes intéressants peuvent être observés dans de tels systèmes. Dans le cas 1D, par exemple, le régime de fortes interactions est atteint pour les faibles densités, ce qui semble contre-intuitif. Quand ce régime, appelé régime de Tonks Girardeau [21, 22], est atteint, les bosons deviennent impénétrables et leur comportement présente des analogies avec un gaz parfait de fermions. Dans le cas 2D, il existe une transition entre une phase normale et une phase superfluide. Cette transition a été prédite par Berezinskii [23], Kosterlitz et Thouless [24] (transition BKT). L'étude de ces gaz de Bose 2D est l'un des sujets de recherche de notre équipe.

Quand on plonge un gaz 2D d'électrons dans un fort champ magnétique, il est possible d'atteindre un régime fortement corrélé que l'on appelle Effet Hall Quantique qui comprend en réalité deux types de phénomènes : l'Effet Hall Quantique entier, qui est un phénomène purement fermionique et un Effet Hall Quantique fractionnaire, qui lui n'a rien de fondamentalement fermionique. Un but à long terme de notre équipe est de réaliser une simulation de ce dernier effet avec un gaz d'atomes froids 2D en rotation rapide. Quand la fréquence de rotation approche la fréquence du piège harmonique, la force d'entraînement compense exactement la force de piégeage et la seule force vue par les atomes est alors la force de Coriolis, analogue à la force de Lorentz. Le régime de l'Effet Hall Quantique est atteint quand le nombre de vortex est supérieur au nombre d'atomes. Des expériences de rotation rapide ont déjà été menées sur l'expérience actuelle [25] et au JILA [26]. Ces expériences constituent une première étape vers l'Effet Hall Quantique avec des bosons, phénomène qui n'a pas encore été observé à ce jour.

Cela fait 12 ans maintenant que le premier condensat d'atomes froids a été créé et un savoir faire certain s'est développé. Nous avons décidé de mettre à profit cette connaissance de la communauté et concevoir un montage nouvelle génération. En effet, notre expérience actuelle appartient à l'ancienne génération et, malgré ses bons résultats, a montré ses limites, notamment au niveau de l'accès optique. Celui-ci est important pour l'observation et la manipulation des condensats. L'idée principale du nouveau montage est de séparer la cellule d'expérience et la partie de l'expérience dont le but principale est de capturer les atomes dans un piège magnéto-optique (PMO). Les atomes doivent en conséquence voyager sur quelques dizaines de centimètres. Nous avons choisi un transport magnétique réalisé par une chaîne de paires de bobines, selon le même principe que celui développé à Munich [27]. La cellule d'expérience au bout de la chaîne possède un excellent accès optique appréciable pour les prochaines expériences de gaz 2D et de rotation rapide.

Ce manuscrit présente le travail que j'ai réalisé pendant mes trois années de thèse et qui peut clairement se scinder en deux axes indépendants. La première partie prend la suite directe de la thèse de Sabine Stock [28] et concerne les quasicondensats 2D. La deuxième partie concerne la conception et la réalisation d'un nouveau montage simple et robuste, avec un excellent accès optique.

- **partie I : Gaz de Bose bidimensionnel.** Cette partie concerne l'étude menée sur les gaz de Bose 2D. Elle se décompose en deux chapitres. La méthode de création de ces gaz consiste à couper un condensat 3D initial en deux nuages 2D indépendants, comme un sandwich. La cohérence de ces systèmes et la présence de vortex libres issus de la brisure des paires a été étudiée conjointement par une méthode d'interférence et les résultats obtenus ont permis la mise en évidence d'une transition douce de type BKT.
- **partie II : Montage d'une nouvelle expérience de condensation de Bose-Einstein.** Cette partie concerne la réalisation d'une nouvelle expérience de condensat de Bose-

Einstein. Dans le chapitre 3, je fais un tour d'horizon des différentes techniques utilisées dans les montages de condensat et explique nos choix pour la nouvelle expérience. Une description du système à vide et du programme de commande est détaillée respectivement dans les chapitres 4 et 6. La particularité principale de l'expérience est le transport magnétique (chapitre 5) qui permet aux atomes de voyager entre deux chambres distinctes, la seconde ayant un excellent accès optique. Enfin cette partie s'achève sur les premières mesures permettant de caractériser le fonctionnement de cette nouvelle expérience (chapitre 7).

Première partie

Gaz de bosons bidimensionnel

Sommaire

Introduction	15
1 Gaz de Bose à 2 dimensions	17
1.1 Le gaz de Bose idéal bidimensionnel	17
1.1.1 Rappel du cas du gaz de Bose 3D idéal	17
1.1.2 Cas 2D homogène	18
1.1.3 Gaz de Bose 2D idéal dans un piège harmonique	19
1.2 Le gaz de Bose homogène à 2D avec interactions	19
1.2.1 Les interactions dans un gaz de Bose 2D	19
1.2.2 Présence ou non d'un condensat de Bose-Einstein	19
1.2.3 Transition Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT)	20
1.2.4 La question de la densité superfluide	22
1.3 Le gaz de Bose dans un piège harmonique à 2D	22
1.3.1 La nature des interactions	23
1.3.2 Peut-il y avoir un vrai condensat dans un gaz de Bose bidimensionnel dans un piège?	23
2 Transition BKT d'un gaz de Bose 2D dans un piège harmonique	27
2.1 Expériences sur les gaz de Bose 2D	27
2.1.1 Comment faire un gaz de Bose 2D?	27
2.1.2 Caractéristiques de notre expérience	29
2.2 Etude de la cohérence de phase d'un gaz de Bose bidimensionnel	31
2.2.1 Détection des fluctuations de phase	31
2.2.2 Mesure du degré de dégénérescence à partir du contraste local des franges	31
2.2.3 Méthode de mesure de la cohérence à longue portée	33
2.2.4 Mise en évidence d'une transition douce entre deux phases distinctes	35
2.2.5 Nombre critique d'atomes dans un gaz de Bose 2D	36
2.3 Mise en évidence de vortex libres dans un gaz de Bosons bidimensionnel	37
2.3.1 Détection interférométrique d'un vortex	37
2.3.2 Prolifération des vortex libres	43
2.4 Conclusion	46

Introduction

Les systèmes de basse dimensionnalité, à deux dimensions (2D) en particulier, ont depuis longtemps constitué un sujet d'étude théorique de premier plan. En effet, la densité d'état, qui diffère du cas tridimensionnel (3D), modifie fortement les effets physiques attendus. Dès les années 30, Peierls montrait que l'ordre à longue portée ne pouvait pas s'établir dans un solide à dimensionnalité réduite [29]. De même, la condensation de Bose-Einstein est impossible dans un système 2D homogène à température non nulle. Néanmoins en présence d'interactions, une transition de phase entre une phase normale et une phase superfluide, découverte par Berezinskii [23], Kosterlitz et Thouless [24] (transition BKT), est attendue et diffère de la transition de Bose-Einstein du cas 3D. La perte de la superfluidité à la transition peut être reliée à la brisure de paires vortex/antivortex présentes dans la phase superfluide. De par sa différence, la physique 2D est très riche et a donné place à une large variété d'expériences, comme la mesure de la densité superfluide dans des films d'Hélium liquide [30] et l'étude des collisions dans les gaz 2D d'atomes d'hydrogène [31]. De nouveaux phénomènes peuvent apparaître comme l'Effet Hall Quantique lorsque un gaz 2D d'électrons est plongé dans un champ magnétique. Des matériaux avec des propriétés surprenantes ont été découverts à l'image des supraconducteurs haute T_C qui sont constitués d'une superposition de plans de CuO. Enfin, on peut citer les puits quantiques dans les diodes laser qui sont de dignes représentants des systèmes 2D.

Les gaz d'atomes ultra froids sont de bons candidats pour créer des systèmes 1D et 2D. Même à des températures relativement basses, ces objets présentent de fortes fluctuations de phase, contrairement aux condensats de Bose-Einstein purement 3D qui sont cohérents. Un certain nombre d'expériences a consisté à étudier les fluctuations de phase de systèmes très allongés [32, 33]. Des expériences sur des systèmes quasi-1D ont également été menées [34–36]. Ces systèmes sont effectivement très intrigants : contre-intuitivement, le régime de fortes interactions est atteint pour les faibles densités. Dans ce régime, appelé régime de Tonks-Girardeau [21, 22], les bosons deviennent impénétrables et leur comportement présente des analogies avec un gaz parfait de fermions.

Il est également possible de créer des gaz dilués 2D. On peut recenser un certain nombre d'expériences produisant des gaz de Bose 2D dégénérés [37–40] mais aucune étude particulière portant sur les fluctuations de phase de ces systèmes n'avait été effectuée. Les premières expériences sur la cohérence de tels systèmes ont été menées dans notre équipe. Le principe est de faire interférer deux nuages 2D dont la figure d'interférence contient l'empreinte des fluctuations de phase des échantillons. Dans ces expériences, en plus des fluctuations de phase de grande longueur d'onde, nous avons détecté la présence de vortex libres issus de la brisure des paires de vortex/antivortex, qui apparaissent sous forme de dislocations dans la figure d'interférence. Ces vortex ont également été détectés dans l'équipe de Bill Phillips au NIST [41, 42].

Le chapitre 1 rappelle quelques notions essentielles de la physique des gaz de Bose 2D. Ensuite le chapitre 2 présente les résultats expérimentaux que nous avons obtenus avec des nuages 2D dans un piège harmonique pouvant être reliés à la transition de phase prédite dans les systèmes homogènes par Berezinskii, Kosterlitz et Thouless.

Chapitre 1

Gaz de Bose à 2 dimensions

Le type de transition de phase qu'un système physique peut subir dépend de manière cruciale de sa dimensionnalité. Dans un système à trois dimensions, on observe couramment l'apparition d'un ordre à longue portée en dessous d'une température critique. Le paramètre d'ordre correspondant est alors constant sur l'ensemble du système, comme par exemple la fonction d'onde d'un condensat de Bose-Einstein 3D ou la magnétisation dans un matériel 3D ferromagnétique. Par contre, dans un fluide bidimensionnel, l'ordre à longue portée est détruit par les fluctuations thermiques à toute température T non nulle. Ceci est vrai en particulier pour un gaz 2D de bosons identiques uniforme, pour lequel il est bien connu que la condensation de Bose-Einstein ne peut se produire à température non nulle.

Néanmoins dans un gaz 2D avec interactions, la destruction de l'ordre est seulement marginale et il existe une phase superfluide en dessous d'une température critique T_{KT} (voir (b) de la figure 1.1). Au dessus de T_{KT} , l'ordre à quasi-longue portée est détruit par un mécanisme qui fut élucidé par Berezinskii [23], Kosterlitz et Thouless [24]. Ce type de transition est présent dans une grande variété de phénomènes 2D incluant la superfluidité dans les films d'hélium liquide [30], la supraconductivité dans des matériaux constitués de jonctions Josephson [43] et la physique des collisions dans les gaz 2D d'atomes d'hydrogène [31]. Ce chapitre présente les points clés de la théorie dans le cas particulier du gaz de Bose bidimensionnel.

1.1 Le gaz de Bose idéal bidimensionnel

1.1.1 Rappel du cas du gaz de Bose 3D idéal

Considérons un gaz idéal de N bosons à température T dans une boîte cubique de taille L^3 . On note $\mathcal{D}(\epsilon)$ la densité d'états qui varie comme $\sqrt{\epsilon}$ pour un gaz uniforme à 3D. On a dans l'approximation du spectre continu :

$$N = \int_0^\infty \mathcal{D}(\epsilon)n(\epsilon)d\epsilon = \int_0^\infty \frac{\mathcal{D}(\epsilon)}{e^{\beta(\epsilon-\mu)} - 1}d\epsilon = \frac{L^3}{\lambda^3} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty dx \sqrt{x} \frac{1}{e^{x-\beta\mu} - 1} \quad (1.1)$$

où $\beta = 1/k_B T$. La condition $n(\epsilon) \geq 0$ pour tout ϵ implique que le potentiel chimique μ est négatif et donc le terme $e^{\beta\mu}$ est compris entre 0 et 1. On peut alors écrire :

$$\rho^{(3D)} \lambda^3 = g_{3/2}(e^{\beta\mu}) \quad (1.2)$$

La relation entre $\rho^{(3D)} \lambda^3$ et μ cesse d'admettre une solution au dessus d'une valeur critique de $\rho^{(3D)} \lambda^3 \simeq 2,612$, ce qui est la signature de la condensation de Bose-Einstein.

Dans un piège harmonique, le critère précédent pour atteindre la condensation de Bose-Einstein appliqué à la densité au centre du piège reste valable $\rho^{(3D)}(\mathbf{0}) \lambda^3 = g_{3/2}(1) \simeq 2,612$.

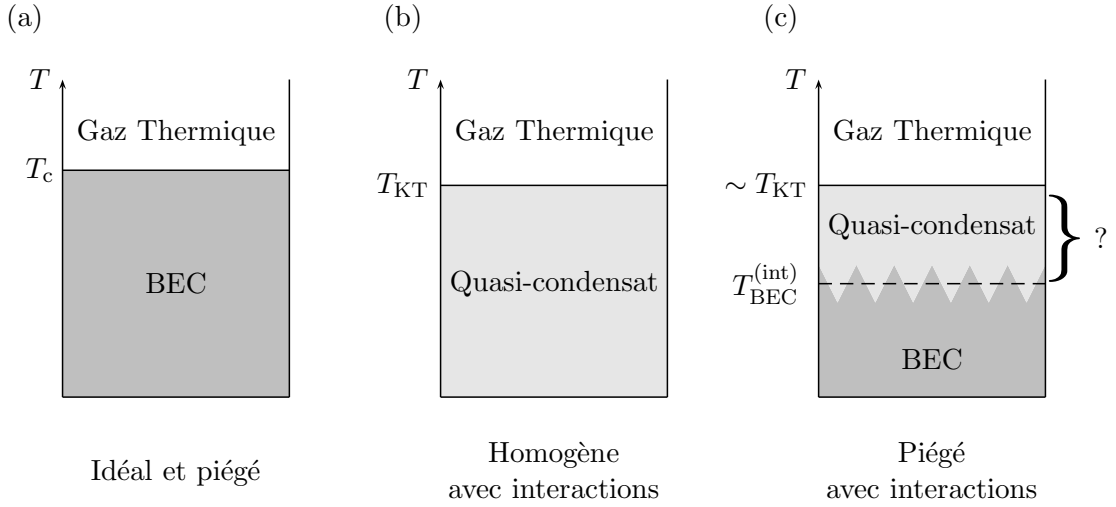


FIGURE 1.1 – Les différentes phases existantes dans un gaz de Bose 2D. (a). Dans le cas d’un gaz idéal et piégé, il existe théoriquement une température critique non nulle T_c sous laquelle il y a un condensat de Bose-Einstein (BEC). (b). Dans le cas d’un gaz homogène avec interactions, il n’y pas de vrai condensat à température non nulle mais il existe une phase superfluide correspondant à un quasi condensat avec une phase fluctuante en dessous d’une température T_{KT} . (c). Dans le cas d’un gaz piégé avec interactions, la situation est encore un peu confuse. On attend à très basse température un vrai condensat. Néanmoins à température plus élevée, il est possible d’avoir une phase de quasi-condensat avant d’atteindre le régime de gaz thermique lors d’une transition du type Berezinskii-Kosterlitz-Thouless.

1.1.2 Cas 2D homogène

Considérons un gaz idéal de N bosons à température T , confiné dans une boîte carrée de taille L^2 . La densité d’états $\mathcal{D}(\epsilon)$ est constante pour un gaz uniforme à 2D. Utilisant la distribution de Bose-Einstein et supposant une variation progressive de la population des différents niveaux d’énergie :

$$N = \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2 \int_0^\infty \frac{dx}{e^{x-\beta\mu} - 1} \quad (1.3)$$

On peut prendre la limite thermodynamique $N, L \rightarrow \infty$ avec la densité spatiale $\rho = N/L^2$ constante. Nous en déduisons une relation entre la densité ρ , la longueur d’onde thermique $\lambda = h/(2\pi m k_B T)^{1/2}$ et le potentiel chimique :

$$\rho \lambda^2 = -\ln(1 - e^{\beta\mu}) \quad (1.4)$$

Pour toute valeur du paramètre de dégénérescence $\rho \lambda^2$, il est possible d’en déduire une valeur du potentiel chimique μ . Ce qui signifie qu’il n’y a pas de condensation à 2D, contrairement au cas 3D. Cette différence majeure provient de la dépendance en énergie de la densité d’état intervenant dans les équations 1.1 et 1.3.

1.1.3 Gaz de Bose 2D idéal dans un piège harmonique

Pour un gaz de Bose 2D idéal dans un piège harmonique, la situation est différente car la densité d'état varie en $\mathcal{D}(\epsilon) \propto \epsilon$. Considérons N bosons confinés dans un potentiel $V(r) = m\omega^2 r^2/2$ dans le plan xy . La condensation de Bose-Einstein se produit pour un gaz idéal quand la température est en dessous de la température critique T_c [44] :

$$N_{c,\text{id}} = \frac{\pi^2}{6} \left(\frac{k_B T_c}{\hbar\omega} \right)^2 \quad (1.5)$$

Néanmoins on doit insister sur le fait que la condensation reste un phénomène très fragile dans un potentiel 2D harmonique. Un calcul de $\rho(\mathbf{r})$ avec une approximation semi-classique permet d'illustrer ce point, et le résultat revient au final à remplacer μ par $\mu - V(\mathbf{r})$ dans l'équation 1.4 :

$$\rho(\mathbf{r})\lambda^2 = -\ln(1 - e^{(\mu - V(r))/k_B T}) \quad (1.6)$$

Quand on fait tendre $\mu \rightarrow 0$ pour atteindre le seuil de la condensation et en intégrant cette équation sur l'espace entier on peut retrouver le nombre d'atomes critique (équation 1.5). Mais on note également que $\rho_{\text{max}}(0) = \infty$ ce qui signifie que la condensation dans un potentiel harmonique 2D se produit quand la densité spatiale 2D au centre du piège est infinie dans cette limite semi-classique.

1.2 Le gaz de Bose homogène à 2D avec interactions

1.2.1 Les interactions dans un gaz de Bose 2D

Nous présentons maintenant une description prenant en compte la présence d'interactions répulsives dans un gaz de Bose 2D homogène. Pour ce modèle, il est tentant d'utiliser un terme de contact $g_2\delta(\mathbf{x})$, ce qui conduit à un potentiel chimique $\mu = g_2 n$ dans l'approximation du champ moyen. Cependant la diffusion à 2D possède des propriétés très particulières et les interactions à 2D doivent être décrites par un coefficient de couplage non constant dépendant de l'énergie. Considérons deux particules de masse m se déplaçant dans le plan $x - y$. On se restreint ici au mouvement de basse énergie pour laquelle la diffusion est isotrope. L'état de diffusion peut être écrit [45] :

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{x}) \sim e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} - \sqrt{\frac{i}{8\pi}} f(k) \frac{e^{ikr}}{\sqrt{kr}} \quad (1.7)$$

où \mathbf{k} est le vecteur d'onde incident et $f(k)$ l'amplitude de diffusion sans dimension pour l'énergie $E = \hbar^2 k^2/m$. A basse énergie, on obtient pour l'amplitude de diffusion la variation suivante [46] :

$$f(k) \simeq \frac{4\pi}{2\ln(1/ka_{2D}) + i\pi} \quad (1.8)$$

où a_{2D} est la longueur de diffusion que l'on peut exprimer en fonction des paramètres du potentiel d'interaction.

Puisque le coefficient de couplage g_2 est directement relié à l'amplitude de diffusion, les systèmes 2D sont particuliers dans le sens où le coefficient de couplage dépend intrinsèquement de l'énergie, contrairement aux systèmes 3D et 1D. Notons que quand $k \rightarrow 0$, la section totale de diffusion $\lambda = |f(k)|^2/4k$ (dimension d'une longueur) tend vers l'infini.

1.2.2 Présence ou non d'un condensat de Bose-Einstein

Considérons un ensemble macroscopique de particules bosoniques et concentrons nous tout d'abord sur la situation de la température nulle. Le cas d'un gaz de disques durs de diamètre a

et de densité de surface n a été étudié par Schick [47]. La conclusion est que la condensation de Bose-Einstein est atteinte avec une grande fraction condensée, si $(\ln(1/na^2))^{-1} \ll 1$. Ce terme constitue le petit paramètre du problème, et tient le même rôle que $\sqrt{na^3}$ dans le cas 3D. Le potentiel chimique est alors $\mu \simeq 4\pi\hbar^2 n/[m\ln(1/na^2)]$, indiquant que le choix judicieux pour g_2 est (avec une précision logarithmique¹) $g_2 = \hbar^2\tilde{g}/m$, où le nombre sans dimension \tilde{g} est égale l'amplitude de diffusion $f(k)$ prise pour l'énergie $E = 2\mu$.

Dans le cas d'une température non nulle, l'impossibilité d'un condensat de Bose-Einstein 2D déjà mentionnée pour un gaz idéal reste valide pour un gaz avec des interactions répulsives. Cela a été anticipé par Peierls [29] dans le contexte général de systèmes à longue portée, et montré rigoureusement pour un gaz de Bose par Mermin et Wagner [50] et Hohenberg [51]. Pour prouver ce résultat, on peut faire un raisonnement par l'absurde. Supposons que la température est basse mais non nulle et que le condensat est présent dans le mode $\mathbf{k} = 0$, avec une densité spatiale ρ_0 . Alors on peut prouver rigoureusement que le nombre de particules $\tilde{n}_{\mathbf{k}}$ dans l'état $\mathbf{k} \neq 0$ satisfait l'inégalité :

$$\tilde{n}_{\mathbf{k}} \geq -\frac{1}{2} + \frac{k_{\text{B}}T}{\hbar^2 k^2/m} \frac{\rho_0}{\rho} \quad (1.9)$$

A la limite thermodynamique le nombre de particules N' dans les états excités vaut :

$$N' = \sum_{\mathbf{k}} \tilde{n}_{\mathbf{k}} = \frac{L^2}{4\pi^2} \int \tilde{n}(\mathbf{k}) d^2k \quad (1.10)$$

Quand k tend vers zéro, le terme principal du minorant dans l'inégalité 1.9 varie en $1/k^2$. A 2D, cela conduit à une contribution divergent logarithmiquement quand la borne inférieure de l'intégrale tend vers zéro. Cela signifie que l'hypothèse de départ (existence d'un condensat en $\mathbf{k} = 0$) est fautive en 2D.

1.2.3 Transition Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT)

Même si il n'y pas de condensat pour un gaz de Bose 2D homogène et infini le système à basse température peut être vu comme un quasi-condensat, i.e. un condensat avec une phase fluctuante (Kagan [52], Popov [53]). L'état du système est correctement décrit par la fonction d'onde

$$\psi(\mathbf{r}) = \sqrt{\rho_c(\mathbf{r})} e^{i\theta(\mathbf{r})} \quad (1.11)$$

et le caractère bidimensionnel est révélé par le comportement statistique spécifique des fonctions de corrélations spatiales de la phase $\theta(\mathbf{r})$ et de la densité du quasi-condensat $\rho_c(\mathbf{r})$. En fait, les interactions répulsives tendent à réduire les fluctuations de densité et on peut en première approximation se concentrer sur les fluctuations de phase uniquement. L'énergie découlant de ces fluctuations de phase ont deux contributions. La première a pour origine les excitations de type phonons, où la phase varie progressivement en fonction de la position. La seconde est issue des vortex quantifiés, i.e. des points où la densité est nulle et autour duquel la phase varie d'un multiple de 2π . Ici, il est suffisant de considérer uniquement des vortex de charge unique pour lesquels la phase varie de $\pm 2\pi$ autour du cœur de vortex.

Berezinskii [23] et Kosterlitz et Thouless [24] ont identifié comment une transition de phase peut se produire dans un tel système, quand la température varie. A basse température ($T < T_{\text{KT}}$), le gaz a une composante superfluide de densité ρ_s . La fonction de corrélation à un corps décroît en loi de puissance à longue distance :

$$g_1(r) = \langle \psi^*(\mathbf{r})\psi(0) \rangle \propto r^{-\alpha} \quad (1.12)$$

¹Des corrections aux résultats de Schick [47] ont été calculées par Pilati *et al.* [48] avec des simulations de Monte-Carlo, et par Pricoupenko [49] utilisant une approche variationnelle.

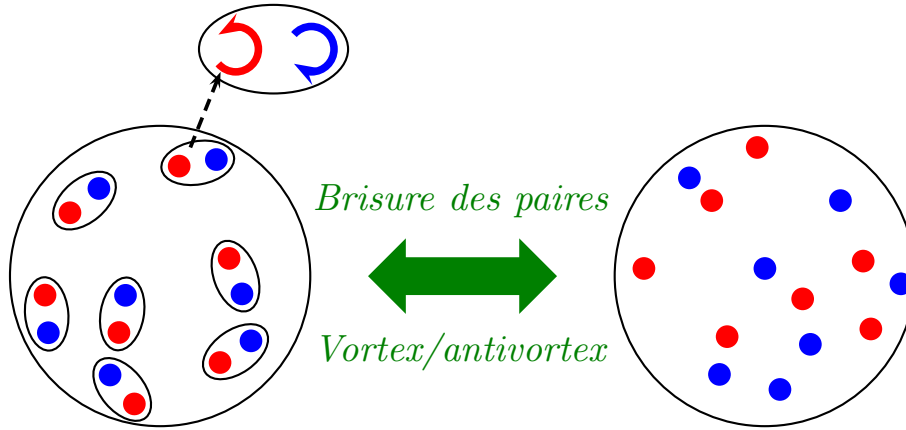


FIGURE 1.2 – Le phénomène à l’origine de la transition de phase de type BKT est la brisure des paires de vortex de circulations opposées à la température critique T_{KT} .

avec $\alpha = (\rho_s \lambda^2)^{-1}$. Les vortex libres sont absents dans cette phase de basse température et les vortex existent uniquement sous forme de paires liées, formées par deux vortex de charges opposées. La contribution de ces paires de vortex sur la fonction de corrélation g_1 est négligeable, et la décroissance en loi de puissance est dominée par les phonons. Ce régime superfluide est présent tant que la température est inférieure à la température critique correspondant à $\rho_s \lambda^2 = 4$. Au dessus de T_{KT} , la décroissance de g_1 est exponentielle au lieu d’être algébrique et la densité superfluide ρ_s vaut 0 (Nelson et Kosterlitz [54]). Ce scénario implique à $T = T_{\text{KT}}$ un saut dans la densité superfluide d’une valeur non nulle et universelle :

$$\frac{\rho_s(T_{\text{KT}})}{k_B T_{\text{KT}}} = \frac{2m}{\pi \hbar^2} \quad (1.13)$$

Le phénomène physique à l’origine de cette transition de phase est la séparation des paires de vortex de circulations opposées (voir figure 1.2). Pour $T > T_{\text{KT}}$, les vortex libres prolifèrent et forment un gaz désordonné de défauts de phase, dont découle la décroissance exponentielle de g_1 .

Les vortex libres

La valeur donnée au dessus pour la valeur de $\rho_s \lambda^2$ à la transition de phase peut être retrouvée par un raisonnement qualitatif en évaluant la probabilité d’avoir un vortex libre apparaissant dans un superfluide occupant un disque de rayon R (Kosterlitz and Thouless [24]). On doit pour cela calculer l’énergie libre $F = E - TS$ de cet état. L’énergie E correspond à l’énergie cinétique du superfluide. Supposant que le vortex est au centre du disque, le champ de vitesse vaut $v = \hbar/mr$ et en conséquence :

$$E = \pi \rho_s \int v^2(r) r dr \sim \frac{\pi \hbar^2}{m} \rho_s \ln(R/\xi) \quad (1.14)$$

où nous avons fixé la limite inférieure de l’intégrale égale à la longueur de relaxation ξ , puisque elle donne approximativement la taille du cœur du vortex. L’entropie associée avec la position du cœur du vortex d’aire $\pi \xi^2$ dans le disque superfluide d’aire πR^2 vaut $k_B \ln(R^2/\xi^2)$, on en déduit l’expression suivante pour l’énergie libre :

$$\frac{F}{k_B T} = \frac{1}{2} (\rho_s \lambda^2 - 4) \ln(R/\xi) \quad (1.15)$$

Pour $\rho_s \lambda^2 > 4$ l'énergie libre est grande et positive pour un système de grande taille ($R \gg \xi$), indiquant que l'apparition d'un vortex libre est peu probable. Inversement, pour $\rho_s \lambda^2 < 4$, l'énergie libre grande et négative est une signature de la prolifération des vortex libres.

Les paires de vortex/antivortex

Une paire de vortex/antivortex fortement liés coûte beaucoup moins d'énergie qu'un vortex libre, puisque sa vitesse décroît en r^2 au lieu de r à l'infini. En conséquence, la formation des paires peut se produire à des températures bien plus basses que la formation de vortex isolés.

Considérons une paire vortex/antivortex au centre du quasi-condensat. Le champ de vitesse est donc $v \sim \hbar \xi / (mr^2)$ et on a :

$$E \sim \frac{\pi \hbar^2}{2m} \rho_s \quad (1.16)$$

L'entropie est similaire à celle d'un vortex $k_B \ln(R^2/\xi^2)$. On obtient l'énergie libre suivante :

$$\frac{F}{k_B T} = \frac{1}{4} \rho_s \lambda^2 - 2 \ln\left(\frac{R}{\xi}\right) \quad (1.17)$$

A la limite thermodynamique, l'énergie libre est négative pour toute température $T \neq 0$. Les paires de vortex/antivortex étroitement liés sont donc présentes également à extrêmement basse température.

1.2.4 La question de la densité superfluide

La question demeure en ce qui concerne la relation entre les différentes densités spatiales apparaissant dans cette description, en particulier la densité totale ρ et la densité superfluide ρ_s . Par exemple, la théorie prédit un saut universel de la densité de superfluide à la transition, de $\rho_s = 0$ à $\rho_s \lambda^2 = 4$. Néanmoins, la densité totale au point critique n'est pas universelle car elle dépend des interactions microscopiques. Dans l'analogie avec un gaz de Coulomb où les charges positives et négatives correspondent à des vortex et des antivortex (voir par exemple [55]), ces deux quantités sont reliées par $\rho_s/\rho = 1/\varepsilon(T)$ où $\varepsilon(T)$ est la constante diélectrique du gaz de Coulomb 2D. La relation entre ces deux densités a été calculée par Fisher et Hohenberg [56] dans le cas limite d'un gaz de Bose avec des interactions ultra faibles $\epsilon = 1/\ln(\ln(1/(\rho a_{2D}^2))) \ll 1$ où a_{2D} est la longueur de diffusion 2D. Ils obtiennent le résultat $\rho_s/\rho \sim \epsilon$ au point de transition. Un cas d'interactions faibles mais plus réalistes, a été calculé numériquement par Prokof'ev *et al.* [57]. Ecrivant la constante d'interactions effective sous la forme $\hbar^2 \tilde{g}/m$, ils obtiennent la formule suivante pour la densité totale ρ au point critique :

$$\rho \lambda^2 = \ln(C/\tilde{g}) \quad (1.18)$$

où le nombre sans dimension vaut $C = 380 \pm 3$.

1.3 Le gaz de Bose dans un piège harmonique à 2D

Les gaz atomiques quantiques constituent un nouveau système où le concept d'ordre à longue portée peut être testé expérimentalement (voir chapitre 2). Cependant, l'ajout d'un potentiel harmonique pour confiner le gaz dans un plan xy change significativement le problème.

On note $V(z) = m\omega_z^2 z^2/2$ le potentiel confinant selon z . Le critère de bidimensionnalité du gaz revient à $\mu, k_B T \ll \hbar\omega_z$ de telle sorte que le mouvement d'un atome dans la direction z est gelé dans l'état fondamental gaussien.

1.3.1 La nature des interactions

Pour discuter des interactions dans le cas homogène on s'est placé dans un univers purement 2D. En ce qui concerne les expériences, le monde est nécessairement 3D ! Il est donc nécessaire de voir dans quelles conditions une expérience aura des propriétés de physique statistique et collisionnelles bidimensionnelles.

Pour le cas homogène, nous avons discuté des interactions dans un gaz 2D de disques durs. Les gaz d'atomes froids interagissent avec des forces de Van der Waals. L'amplitude de diffusion dans ce régime a été calculée par Petrov *et al.* [58] et Petrov et Schlyapnikov [59]. De manière générale, la diffusion à basse énergie à 2D est décrite par une amplitude de diffusion de la forme donnée par l'équation 1.8. La longueur de diffusion 2D est reliée à la longueur de diffusion 3D a et au confinement $a_z = (\hbar/m\omega_z)^{1/2}$ par

$$a_2(a) = a_z \sqrt{\frac{\pi}{B}} \exp\left(-\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{a_z}{a}\right) \quad (1.19)$$

avec $B = 0.905$ [59]. Des équations 1.8 et 1.19, on peut extraire l'amplitude de diffusion effective à basse énergie d'un gaz 2D fortement confiné [58] :

$$f(k) = \frac{4\pi}{\sqrt{2\pi}a_z/a + \ln(B/(\pi k^2 a_z^2)) + i\pi} \quad (1.20)$$

Le cas limite d'extrêmement fort confinement tel que $a_z < a$ correspond au vrai régime 2D où les collisions ont un caractère bidimensionnel avec une longueur de diffusion de l'ordre de a_z . Au contraire, quand le confinement dans la direction z n'est pas extrêmement fort, a_z est bien plus grand que a et le logarithme et le terme imaginaire dans l'équation 1.20 sont négligeables. Cette limite de faible confinement correspond au régime généralement atteint dans les expériences jusqu'à maintenant. Dans notre expérience, $a \approx 5$ nm pour le ^{87}Rb et $a_z \approx 180$ nm. L'amplitude de diffusion qui en résulte

$$f(k) \simeq \tilde{g} = \sqrt{8\pi} \frac{a}{a_z} \ll 1 \quad (1.21)$$

est indépendante de l'énergie et le paramètre de couplage est :

$$g_2 = \hbar^2 \tilde{g}/m = \frac{2\sqrt{2\pi}\hbar^2}{m} \frac{a}{a_z} \quad (1.22)$$

Dans notre expérience, $\tilde{g} = 0,14$. Cette faible valeur implique que le gaz est dans le régime d'interactions faibles dans le sens où au point de dégénérescence, le potentiel chimique est bien plus faible que la température ($\mu/k_B T = \tilde{g}/(2\pi)$). Un gaz dans ce régime collisionnel est souvent qualifié de système «quasi-2D» dans le sens où il peut être considéré comme un système 2D d'un point de vue physique statistique mais la dynamique des collisions à deux corps reste gouvernée par des propriétés 3D. En particulier, la longueur de diffusion 3D a reste pertinente.

1.3.2 Peut-il y avoir un vrai condensat dans un gaz de Bose bidimensionnel dans un piège ?

Cette question a été fortement débattue durant la dernière décennie. Deux lignes de raisonnement peuvent être opposées. D'un côté on peut rappeler que la présence du piège pour un gaz idéal modifie la densité d'état de telle sorte que la condensation de Bose-Einstein devient possible à 2D. On peut donc espérer que cela reste valide en présence d'interactions faibles. D'un autre côté en présence d'interactions répulsives, l'extension du quasi-condensat dans le piège doit augmenter avec le nombre d'atomes N . Quand N est grand, une approximation de densité locale entraîne que la fonction de corrélation $g_1(r)$ décroît algébriquement selon l'équation 1.12

sur un domaine où la densité est approximativement uniforme. Ceci empêche d'obtenir un ordre à longue portée sur l'ensemble du nuage à température non nulle. Un raisonnement proche utilise le fait que la densité spatiale calculée semi-classiquement devient infinie au centre du piège (voir équation 1.6) ce qui ne peut pas arriver à cause des interactions répulsives. La fragilité de la condensation d'un gaz de Bose à 2D est illustrée par l'existence à n'importe quelle température d'une solution Hartree-Fock non condensée, pour des petites interactions arbitraires [60]. Cependant pour de très basses températures, cette solution n'est pas un minimum absolu de l'énergie libre [61–63].

La réponse convergente, bien que pas encore testée complètement expérimentalement, est la suivante : à ultra-basse température on attend un vrai condensat de Bose-Einstein, i.e. un système qui est cohérent en phase sur son ensemble. L'énergie de l'état fondamental et la densité d'un gaz de Bose 2D à la limite $T = 0$ peuvent être obtenue en utilisant l'équation de Gross-Pitaevskii [64–69].

Quand la température augmente, on garde le caractère superfluide mais la cohérence de phase complète est perdue. C'est le régime du quasi-condensat où les fluctuations de phase dues aux phonons dominant. Le scénario est alors très proche du cas uniforme et a été analysé par Petrov *et al.* [70]. La fonction $g_1(r)$ décroît en loi de puissance et les vortex sont présents uniquement sous forme de paires liées. Finalement à une température plus élevée ces paires de vortex sont brisées et le système devient normal. Une transition de type BKT est attendue dans la limite thermodynamique $N \rightarrow \infty$, $\omega \rightarrow 0$, $N\omega^2$ constant, mais le saut de la densité superfluide est supprimé à cause de l'inhomogénéité du profil de densité atomique (Holzmann *et al.* [71]). En effet, l'énergie pour casser une paire de vortex dépend de la densité locale, et la superfluidité sera probablement perdue graduellement des bords du quasi-condensat vers le centre quand la température augmente.

Le régime du quasi-condensat

Le quasi-condensat est décrit par une fonction d'onde macroscopique $\psi(\mathbf{r}) = \sqrt{\rho_c(\mathbf{r})}e^{i\phi(\mathbf{r})}$ et les fluctuations de phase et de densité peuvent être analysées en utilisant une analyse du type Bogoliubov (voir le travail de Mora et Castin [72] pour une discussion de l'extension de la théorie de Bogoliubov aux quasi-condensats). Comme pour le gaz homogène, les interactions répulsives réduisent fortement les fluctuations de densité pour $T \lesssim \mu$ et $\rho\lambda^2 \gg 1$ de tel sorte que $\langle \rho_c^2(\mathbf{r}) \rangle \simeq \langle \rho_c(\mathbf{r}) \rangle^2$. Pour les nombres d'atomes importants ($N\tilde{g} \gg 1$), la forme d'équilibre du gaz peut être déduite à partir d'une approximation de Thomas-Fermi, comme pour un vrai condensat. L'énergie cinétique joue un rôle négligeable, et le profil de densité provient de la balance entre le potentiel de piégeage et le potentiel inter-atomique répulsif. Il varie comme une parabole inversée :

$$\rho_c(\mathbf{r}) = \rho_c(0) \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \quad (1.23)$$

avec $\frac{\hbar^2}{M}\tilde{g}\rho_c(0) = \mu$. Le potentiel chimique vaut $\mu = \hbar\omega(N\tilde{g}/\pi)^{1/2}$ et le rayon du nuage vaut $R = \sqrt{2}a_\perp(N\tilde{g}/\pi)^{1/4}$ où $a_\perp = \sqrt{\hbar/m\omega}$. Ce profil a été observé par Görlitz *et al.* [37] et Rychtarik *et al.* [38]. Cependant, il est important d'insister sur le fait que puisque le profil attendu est identique pour un vrai et un quasi-condensat, son observation ne peut pas servir à distinguer les deux situations.

Les fluctuations de phase ont été calculées par Petrov et Shlyapnikov [59] dans le régime $\mu \lesssim k_B T$ et $\rho\lambda^2 \gg 1$

$$\delta\phi^2(\mathbf{r}) = \langle (\phi(0) - \phi(\mathbf{r}))^2 \rangle \simeq \frac{2}{\rho_c(0)\lambda^2} \ln(r/\xi) \quad (1.24)$$

Cette expression, qui est réminiscente du résultat dans le cas homogène (voir équation 1.12), est valide pour les points \mathbf{r} à l'intérieur du condensat.

Régime d'un vrai condensat

La longueur de relaxation $\xi = \hbar/\sqrt{2m\mu}$ satisfait $\xi R = a_{\perp}^2$. En conséquence, c'est uniquement à des températures bien en-dessous de la température de dégénérescence, telle que $\Delta\phi(R) \lesssim \pi$, que l'on retrouve une phase quasi uniforme sur l'ensemble du système, c'est-à-dire un vrai condensat.

Pour un vrai condensat, la probabilité d'avoir une paire vortex/antivortex doit être faible. L'équation 1.17 donne l'énergie libre d'une paire vortex/antivortex :

$$\frac{F}{k_{\text{B}}T} = \frac{1}{4}\rho_{\text{s}}\lambda^2 - 2\ln\left(\frac{R}{\xi}\right) \quad (1.25)$$

Si, à la limite thermodynamique, l'énergie libre est toujours négative, ce n'est plus le cas dans un piège où le système à une taille finie et le terme $\ln(\frac{R}{\xi})$ est donc fini. On peut alors définir une température sous laquelle il est défavorable de trouver une paire :

$$T_{\text{BEC}}^{(int)} = \frac{\pi\hbar^2\rho_{\text{s}}}{4k_{\text{B}}m} \frac{1}{\ln(R/\xi)} \quad (1.26)$$

Notons que l'existence de cette température ne signifie pas qu'il existe une transition de phase. La transition de la phase de quasi-condensat à un condensat pur est souvent comprise comme un crossover continu où les deux vortex d'une paire fusionnent. La nature de ce crossover n'est cependant pas encore pleinement élucidée.

Chapitre 2

Transition BKT d'un gaz de Bose 2D dans un piège harmonique

Ingrédients :

- 250 grammes de farine
- 1 cuillère à soupe de sucre semoule
- 2 sachets de sucre vanillé
- 1 pincée de sel
- 1/2 litre de lait
- 3 œufs
- 3 cuillères à soupe d'huile

Mélanger la farine avec le sucre semoule, le sucre vanillé et le sel. Faire un puits au centre et incorporer 1/4 de litre de lait puis les trois œufs préalablement battus à la fourchette dans un bol, et l'huile. Bien mélanger, puis ajouter à nouveau 1/4 de litre de lait. La pâte à crêpe est prête !

Ce chapitre présente les résultats concernant l'étude d'un gaz de Bose 2D dans un piège harmonique, dans le cadre de la théorie développée par Berezinskii [23], Kosterlitz et Thouless [24] (BKT). La condition pour un gaz piégé dégénéré d'être dans le régime quasi-2D est généralement formulée sous la forme $\mu < \hbar\omega_z$ où z est la direction confinante. Le critère pour que la composante thermique du nuage soit également 2D est $k_B T < \hbar\omega_z$. Ces critères signifient que le gaz peuple essentiellement l'état fondamental de l'oscillateur harmonique dans la direction z . Dans les directions radiales, si on veut explorer les degrés de liberté selon x et y , il faut $\mu \gg \hbar\omega_\perp$. Ces conditions sont satisfaites dans des pièges dont le rapport d'aspect ω_z/ω_\perp est grand. Dans un premier temps, nous allons voir comment ces conditions peuvent être atteintes expérimentalement. Ensuite, les deux paragraphes suivants présentent les résultats obtenus dans notre équipe sur la transition BKT (voir référence [2]).

2.1 Expériences sur les gaz de Bose 2D

2.1.1 Comment faire un gaz de Bose 2D ?

Le critère de bidimensionnalité $\mu < \hbar\omega_z$ dans la direction confinante doit être vérifié. Le potentiel chimique étant généralement de l'ordre du kHz, il est nécessaire de produire un piège

de forte raideur, ce qui est difficile à atteindre avec un piège magnétique standard. Il existe plusieurs méthodes pour créer un gaz de Bose 2D :

- Une feuille de lumière désaccordée dans le rouge par rapport à la transition atomique formée avec une lentille cylindrique permet de créer un piège dipolaire plan [37].
- Les ondes évanescentes, créées grâce à une réflexion totale d'un faisceau sur la face d'un prisme, dont la fréquence est décalée dans le bleu, peuvent servir de miroir à atomes. Sous l'effet de la gravité, les atomes tombent et viennent rebondir sur l'onde évanescente. Si un processus dissipatif se produit lors du rebond, les atomes sont piégés au voisinage de la surface avec un fort confinement dans la direction verticale. Associée à un potentiel (optique par exemple) pour confiner les atomes dans les directions horizontales, ce système peut constituer un piège plan horizontal avec une forte anisotropie [38, 39].
- Les atomes peuvent être piégés dans le creux d'un mode TEM_{01} d'un faisceau laser désaccordé dans le bleu créé avec une lame de phase et une lentille cylindrique [40].
- Méthode des atomes habillés : Le principe est similaire à celui du refroidissement évaporatif sauf que la fréquence RF est progressivement augmentée en partant d'une fréquence inférieure au fond du puits. Cela a pour conséquence de créer un potentiel en forme de coquille. Les atomes sont accumulés dans la partie inférieure de la coquille à cause de la gravité. Si la coquille est suffisamment mince, ce piège est bidimensionnel [73, 74]. Notons que jusqu'à présent il n'a pas été possible d'atteindre le régime de dégénérescence dans ce type de piège.
- le régime 2D a été atteint en mettant en rotation un condensat 3D avec une fréquence de rotation Ω proche de la fréquence de piégeage transverse ω_{\perp} [26]. Dans ces expériences, la force centrifuge affaiblit la fréquence radiale effective $\tilde{\omega}_{\perp} = \sqrt{\omega_{\perp}^2 - \Omega^2}$ et donc augmente le rapport $\omega_z/\tilde{\omega}_{\perp}$.

Toutes ces méthodes permettent de créer un unique nuage bidimensionnel. Une méthode plus simple avec un réseau optique 1D de période $\lambda/2$ permet de créer plusieurs plans à partir d'un condensat de Bose-Einstein 3D [1, 75, 76]. L'une des difficultés de ces systèmes est de supprimer l'effet tunnel entre les sites. De plus, on crée par cette méthode un certain nombre de crêpes et il est difficile d'étudier séparément les nuages 2D.

L'utilisation d'un réseau optique de large période (quelques microns) permet de supprimer l'effet tunnel pour des puissances laser raisonnables (2 faisceaux de 200 mW sur les atomes). Dans nos premières expériences sur les gaz 2D, nous avons d'abord coupé notre condensat 3D dans le sens de la longueur pour créer au final 30 nuages quasi-2D indépendants. Pour en étudier un petit nombre, voir en isoler un seul, nous avons développé une méthode d'adressage de site [28, 77]. Un gradient de champ magnétique le long de l'axe du réseau permet d'évaporer sélectivement chaque site avec un champ Radio-Fréquence (voir figure 2.1). Par cette méthode il est ainsi possible d'évaporer l'ensemble de sites sauf un ou quelques plans correspondant à un saut $\Delta\nu$ dans le balayage du signal RF.

Cette méthode nous a permis de détecter pour la première fois la présence de vortex activés thermiquement dans un système 2D. Néanmoins cette technique a montré quelques limites. Le nombre d'atomes par plan est relativement petit (10^4) ce qui a pour conséquence un rapport signal sur bruit faible par plan. La méthode d'adressage des sites est en pratique moins triviale qu'il n'y paraît, notamment à cause de la gravité (voir la thèse de Sabine Stock [28]). De plus, l'adressabilité n'est pas absolument précise et il n'est pas facile d'évaporer un site sans toucher aux sites adjacents. Enfin, et ce n'est pas un moindre problème, le contrôle de la température, crucial pour des études de transition BKT, est extrêmement difficile.

Les résultats dans cette thèse sont issues d'une méthode légèrement différente : l'idée est d'orienter différemment le réseau afin de couper le condensat 3D initial comme un sandwich

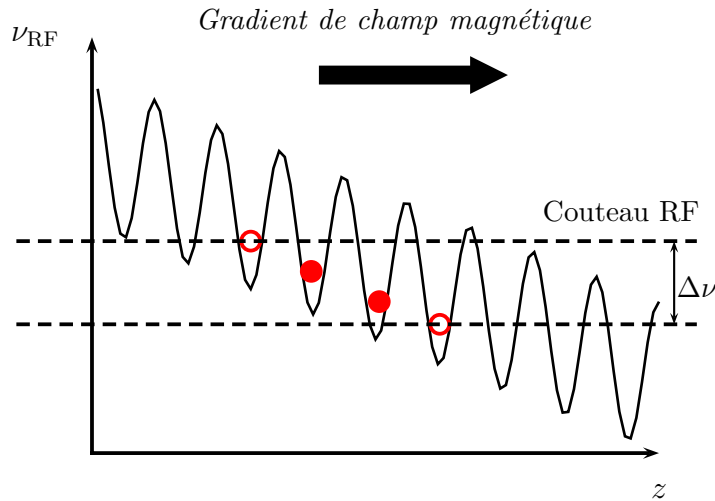


FIGURE 2.1 – Principe de la sélection des sites d'un réseau optique avec un couteau RF. Grâce au gradient du champ magnétique, chaque site correspond à une fréquence RF différente d'évaporation. On peut donc sélectivement évaporer les différents sites pour en garder un petit nombre, voire un seul.

(voir figure 2.2). Ce nouveau découpage présente de nombreux avantages. La méthode difficile de l'évaporation des sites n'est plus nécessaire, le plus grand nombre d'atomes par site (10^5) nous permet d'avoir un meilleur signal, et le contrôle de la température est possible (voir par la suite). Le changement de la géométrie ronde vers une configuration allongée a une certaine influence sur nos résultats qu'il est nécessaire d'étudier théoriquement. Néanmoins, comme nous le verrons par la suite, elle facilite la méthode que nous allons utiliser pour nos expériences.

L'avantage de créer plusieurs plans est la possibilité d'étudier aisément la cohérence et les défauts de phase de ces systèmes en les laissant interférer. En revanche, l'observation directe des vortex comme trous de densité est extrêmement difficile parce que les différents plans sont empilés. Pour créer un unique gaz 2D, l'une des méthodes alternatives présentées ci dessus pourra éventuellement être mise en place dans le futur.

2.1.2 Caractéristiques de notre expérience

Le montage expérimental pour la création du réseau optique a été détaillé dans la thèse de Sabine Stock [28]. La nouveauté principale de ce qui est décrit ici réside dans l'orientation du réseau. Il est modulé selon la direction verticale pour couper le condensat 3D initial comme un sandwich.

Ce réseau optique 1D suivant la direction verticale z est utilisé pour couper le gaz 3D en deux nuages indépendants et comprimer ceux-ci dans le régime 2D (voir figure 2.2). On utilise un laser YAG doublé en fréquence dont la longueur d'onde vaut $\lambda_{\text{laser}} = 532 \text{ nm}$. Deux faisceaux de 200 mW à pleine puissance interfèrent au niveau des atomes. On crée ainsi un profil sinusoïdal d'intensité désaccordé dans le bleu par rapport à la transition atomique, ce qui crée sur les atomes un potentiel dipolaire :

$$V(z) = V_0 \cos^2(\pi z/d) \quad (2.1)$$

Grâce à un angle faible $\theta = 0,2 \text{ rad}$ entre les deux faisceaux laser interférant, la distance entre les sites est relativement grande $d = \lambda/(2\sin(\theta/2)) = 3 \mu\text{m}$. L'énergie caractéristique du réseau

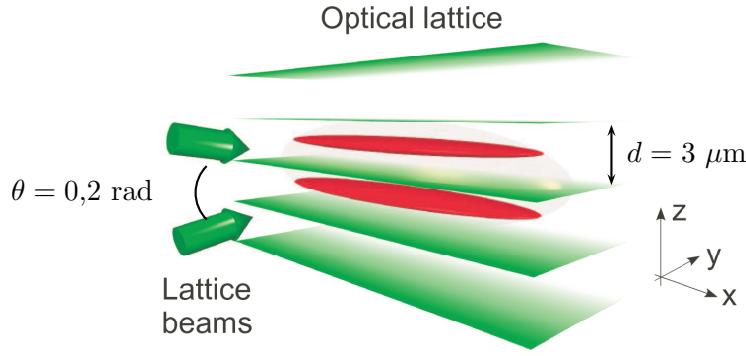


FIGURE 2.2 – Un réseau optique de période $d = 3 \mu\text{m}$ selon la direction verticale z est formé par deux faisceaux laser de longueur d'onde $\lambda_{\text{laser}} = 532 \text{ nm}$ se croisant avec un petit angle. Ce réseau est utilisé pour couper notre condensat 3D initial en deux systèmes plans indépendants.

optique est l'énergie de recul :

$$E_R = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m} \sin^2(\theta/2) \quad (2.2)$$

où $k_0 = 2\pi/\lambda$ est la norme du vecteur d'onde et k sa projection sur l'axe du réseau. L'élément de matrice J correspondant à l'effet tunnel entre deux sites voisins varie comme [78] :

$$J = \frac{4}{\sqrt{\pi}} E_R (V_0/E_R)^{3/4} e^{-2\sqrt{V_0/E_R}}. \quad (2.3)$$

Comme l'angle entre les deux faisceaux est petit, l'énergie de recul est très faible $E_R = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2md^2} = h \times 80 \text{ Hz}$. A pleine puissance la hauteur du potentiel vaut $V_0/h = 50 \text{ kHz}$, ce qui est très grand par rapport à l'énergie de recul $V_0 \approx 625 E_R$, et donc $J/h \sim 10^{-17} \text{ Hz}$. Le temps associé à l'effet tunnel est $h/(NJ)$ où N le nombre d'atomes par sites. Si on considère que chaque nuage contient 10^4 atomes on trouve que le temps nécessaire pour avoir un atome voyageant entre deux sites voisins est de l'ordre de 10^{13} s ! Ce résultat ridiculement élevé montre que l'effet tunnel est négligeable.

A cette hauteur de réseau, le mouvement selon la direction fortement confinée z est gelé [1, 2, 28, 77]. Les deux nuages forment des bandes 2D allongées, caractérisées par les fréquences du piège harmonique de 11 Hz, 130 Hz et 3,6 kHz selon les directions x , y et z respectivement. Le nombre d'atomes condensés par plan est une fonction de la température et varie entre 0 et $5 \cdot 10^4$, alors que le nombre total d'atomes par plan est $\sim 10^5$. Pour les condensats les plus grands, l'approximation de Thomas-Fermi donne 120 μm et 10 μm pour les longueurs selon x et y respectivement. Le potentiel chimique et la longueur de relaxation valent respectivement $\mu/h = 1,7 \text{ kHz}$ et $\xi = 0,2 \mu\text{m}$. Il est nécessaire de faire une remarque importante concernant le caractère 2D de notre système. Le critère $\mu < \hbar\omega_z$ est bien vérifié mais la température la plus grande obtenue $k_B T = k_B \times 300 \text{ nK} = h \times 6 \text{ kHz}$ ne satisfait pas $k_B T < \hbar\omega_z$. Nous ne sommes donc pas tout à fait 2D pour les hautes températures. Dans les expériences les plus récentes [79], la température ne dépassent pas $T \lesssim 100 \text{ nK}$, le critère $k_B T < \hbar\omega_z$ est alors toujours vérifié et des résultats similaires à ceux présentés dans ce chapitre ont été obtenus.

2.2 Etude de la cohérence de phase d'un gaz de Bose bidimensionnel

2.2.1 Détection des fluctuations de phase

Séquence typique de notre expérience

On commence avec un nuage 3D d'atomes de ^{87}Rb dans le régime de dégénérescence quantique, produit par une évaporation radio-fréquence dans un piège magnétique à géométrie cylindrique. On applique ensuite le réseau optique 1D. Pour minimiser le chauffage et assurer l'équilibre thermique, la hauteur du potentiel périodique est augmentée progressivement et lentement pendant 500 ms, et on laisse les nuages s'équilibrer dans le réseau pendant 200 ms supplémentaires. Après que les gaz 2D piégés se sont équilibrés, tous les potentiels confinants (piège magnétique et réseau) sont abruptement éteints. Les deux nuages s'étendent principalement perpendiculairement au plan $x - y$ et, quand ils se recouvrent, une figure d'interférence d'ondes de matière se forme [10]. Après un « temps de vol » de $t_{\text{vol}} = 20$ ms où les nuages s'étendent, la projection de la figure d'interférence 3D dans le plan $x - z$ est enregistrée sur une caméra CCD, en utilisant un faisceau laser sonde résonnant dirigé dans la direction y ((a) de la figure 2.3).

Interprétation de la figure d'interférence

A n'importe quelle position x fixée, la figure d'interférence suivant z est caractérisée par son contraste $c(x)$ et sa phase $\varphi(x)$. Pour extraire ces deux paramètres, nous réalisons un ajustement du signal mesuré sur la caméra avec la fonction :

$$F(x, z) = G(x, z)[1 + c(x)\cos(2\pi z/D + \varphi(x))] \quad (2.4)$$

où $G(x, z)$ est une enveloppe gaussienne, $D = ht_{\text{vol}}/md$ est la période des franges d'interférences, et m est la masse de l'atome de ^{87}Rb . Les deux paramètres extraits de la fonction d'ajustement nous sont très utiles pour en déduire une information quantitative sur la cohérence des nuages 2D. D'une part, la variation de $\varphi(x)$ avec x peut être considérée comme une mesure de la cohérence à longue portée : quand la température est plus élevée, les fluctuations de phase dans les deux plans sont plus importantes et elles se traduisent par une augmentation de l'ondulation des franges d'interférences (figure 2.3). D'autre part, à une position x donnée, le paramètre $c(x)$ pris au centre du nuage peut être considéré comme une mesure de la cohérence locale dans les nuages 2D (avec un certain moyennage grossier dû à l'intégration selon l'axe d'imagerie y).

Les images (b) et (c) de la figure 2.3 sont des exemples typiques pour des conditions expérimentales données. Pour en déduire des informations, il est nécessaire de reproduire la même expérience un grand nombre de fois sous les mêmes conditions. Une étude statistique est en effet nécessaire pour étudier les propriétés de notre système. Les résultats présentés dans ce chapitre ont demandé plus de 1200 images, correspondant à plus de 20 heures de prise de données.

2.2.2 Mesure du degré de dégénérescence à partir du contraste local des franges

Dans le but d'explorer différents régimes de température, nous varions la fréquence RF finale de l'évaporation du condensat 3D initial. La température T_{3D} est proportionnelle à $\Delta\nu = \nu_{\text{RF}} - \nu_{\text{RF}}^{(\text{min})}$ où $\nu_{\text{RF}}^{(\text{min})}$ est la fréquence RF finale qui vide complètement le piège. Nous explorons l'intervalle entre le seuil de condensation du gaz 3D ($T_{c,3D} = 150$ nK pour $2 \cdot 10^5$ atomes) et un condensat de Bose-Einstein quasi-pur. Pendant que la profondeur du réseau optique est augmentée progressivement, la température du gaz comprimé peut augmenter significativement, typiquement d'un facteur 2 ou 3. Une thermométrie précise directe dans le réseau est difficile. En

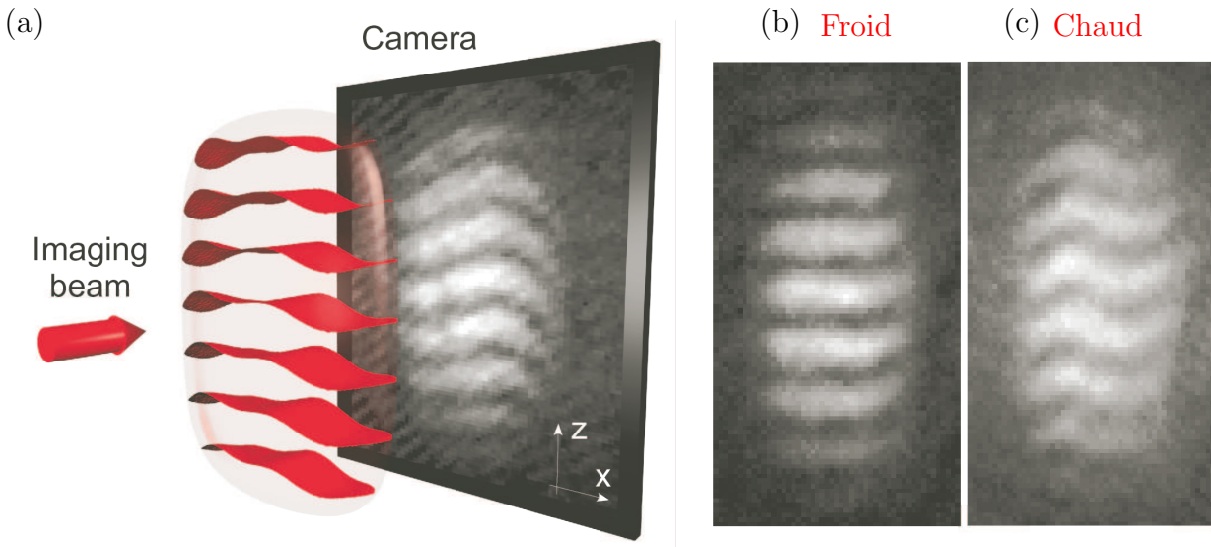


FIGURE 2.3 – (a). Après que les différents potentiels confinant sont abruptement éteints, les deux nuages d’atomes s’étendent, se recouvrent et interfèrent. La figure d’interférence est enregistrée sur une caméra CCD à l’aide de l’absorption d’un laser sonde résonnant. L’ondulation des franges d’interférence contient des informations sur les distributions de phase dans les deux systèmes plans. (b). Exemple d’une figure d’interférence à basse température : les fluctuations de phase sont faibles et les franges sont droites. De plus, le contraste local $c(0)$ est élevé. (c). Exemple d’une figure d’interférence à haute température : les fluctuations de phase peuvent être importantes, ce qui se traduit par des ondulations des franges d’interférence. Celles-ci sont accompagnées par une diminution de $c(0)$.

effet, pour les basses températures, le nuage thermique peut être très dilué et la température n’est pas facile à extraire d’un ajustement par une fonction gaussienne. A la place, nous mesurons le contraste local au centre de la figure d’interférence, $c_0 = \langle c(0) \rangle$ où $\langle \dots \rangle$ signifie que l’on réalise une moyenne sur un grand nombre d’images enregistrées sous les mêmes conditions expérimentales (température et nombre d’atomes). Le paramètre c_0 a également l’avantage de pouvoir être relié à la théorie.

La dépendance de c_0 en fonction de la température du condensat 3D initial T_{3D} (c’est-à-dire $\Delta\nu$) est tracée sur la figure 2.4. Les franges d’interférence sont visibles pour $\Delta\nu < 35$ kHz. Nous avons observés que cette plage coïncide à peu près avec la plage de condensation du gaz 3D initial. Quand $\Delta\nu$ diminue, c_0 augmente progressivement. Pour $\Delta\nu < 12$ kHz, le condensat de Bose-Einstein 3D initial est essentiellement pur et c_0 sature à environ 30%. Dans une expérience idéale, le contraste attendu à température nulle est $c_0 = 1$. La résolution de notre système d’imagerie limite le contraste maximum observable à environ 60%. Nous attribuons la différence entre les contrastes maximaux mesuré et attendu au chauffage résiduel du gaz dans le réseau optique. Cette hypothèse est fondée sur le fait que les atomes voient le réseau optique pendant plus de 700 ms, ce qui n’est pas négligeable comparé à la durée de vie du nuage d’atomes dans le réseau mesuré à 2,5 s. Dans la suite, nous utilisons c_0 plutôt que T_{3D} comme une mesure directe de la dégénérescence du gaz 2D.

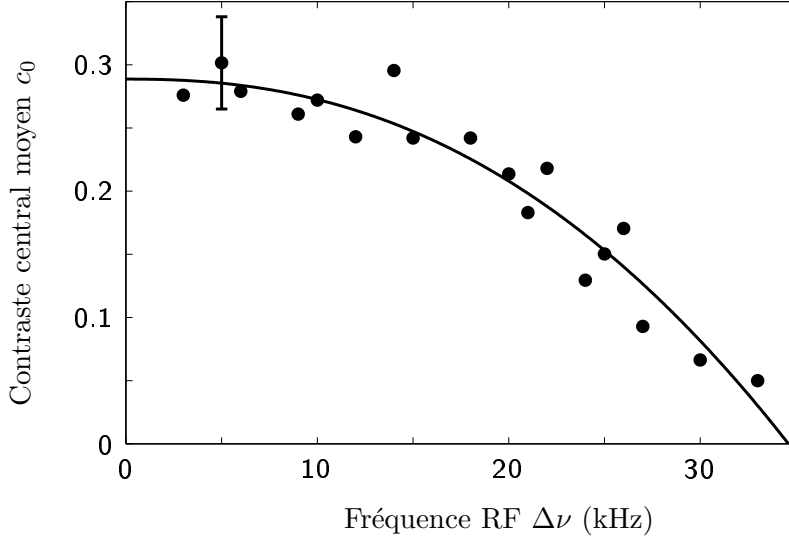


FIGURE 2.4 – Nous utilisons la cohérence locale comme un thermomètre. Le contraste central moyen c_0 de la figure d'interférence est tracé en fonction du paramètre $\Delta\nu$ contrôlant la température du gaz 3D avant le chargement du réseau optique. La courbe en trait plein est un ajustement des données en utilisant la fonction empirique $c_0 = c_{\max}[1 - (\Delta\nu/\Delta\nu_0)^\gamma]$ avec $c_{\max} = 0,29 \pm 0,2$, $\Delta\nu_0 = 35 \pm 1$ kHz et $\gamma = 2,3 \pm 0,4$. Le nombre total d'images utilisés pour ce graphe est 1200, correspondant à 41 mesures de c_0 . Différentes mesures de c_0 prises pour la même valeur $\Delta\nu$ ont été moyennées. La barre d'erreur indique l'écart type le plus grand.

2.2.3 Méthode de mesure de la cohérence à longue portée

Le principe de l'analyse

La cohérence dans un gaz de Bose 2D est décrite dans la fonction de corrélation du 1^{er} ordre g_1 (voir équation 1.12). A partir des signaux d'interférence enregistrés à différentes positions le long de l'axe x , on peut extraire des informations sur g_1 , mais aussi sur les fonctions de corrélations d'ordre supérieur. Une méthode d'analyse de ces figures d'interférence est détaillée dans un article de Polkovnikov *et al.* [80] où l'idée centrale est d'intégrer partiellement la figure d'interférence 3D sur les longueurs L_x et L_y , selon les directions respectives x et y , et étudier comment le contraste résultant C décroît avec les longueurs d'intégration.

Supposons que les deux gaz ont la même amplitude uniforme ψ_0 et des phases fluctuantes $\varphi_a(x, y)$ et $\varphi_b(x, y)$. Le signal d'interférence $S(x, z)$ est enregistré en envoyant un faisceau dans la direction y , ce qui intègre la densité atomique sur une longueur L_y :

$$S(x, z) \propto 2\psi_0^2 + e^{2i\pi z/D}M(x) + e^{-2i\pi z/D}M^*(x) \quad (2.5)$$

avec :

$$M(x) = \frac{\psi_0^2}{L_y} \int_{-L_y/2}^{L_y/2} e^{i(\varphi_a(x, y) - \varphi_b(x, y))} dy \quad (2.6)$$

On peut voir $M(x)$ comme le contraste complexe, dont la phase correspond à la position des franges pour un x donné. La période de la figure d'interférence vaut $D = ht_{\text{vol}}/(md)$, où d est la distance initiale entre deux plans et t_{vol} le temps d'expansion. Il s'agit ensuite d'intégrer le

coefficient $M(x)$ apparaissant dans l'équation 2.5 sur une longueur L_x :

$$C(L_x) = \frac{1}{L_x} \int_{-L_x/2}^{L_x/2} M(x) dx \quad (2.7)$$

et moyenner $|C(L_x)|^2$ sur un grand nombre d'images enregistrés sous les mêmes conditions. La figure 2.5 donne une illustration de la méthode. Quand on intègre sur une petite partie de l'image, les franges sont quasiment droites et le signal intégré a une amplitude importante. Quand on augmente la longueur d'intégration L_x , les ondulations font décroître l'amplitude du signal intégré.

En utilisant le fait que les phases φ_a et φ_b ne sont pas corrélées, on obtient une relation entre le contraste intégré et la fonction de corrélation g_1 pour $L_x \gg L_y$:

$$\langle |C(L_x)|^2 \rangle = \frac{1}{L_x^2} \int \int \langle M(x) M^*(x') \rangle dx dx' \approx \frac{1}{L_x} \int_0^{L_x} dx [g_1(x, 0)]^2 \quad (2.8)$$

Le contraste intégré peut être décrit par une loi de puissance :

$$\langle |C(L_x)|^2 \rangle \propto \left(\frac{1}{L_x} \right)^{2\alpha} \quad (2.9)$$

La physique à longue portée est alors capturée dans un seul paramètre, l'exposant α , qui décrit la décroissance de $\langle |C|^2 \rangle$ avec L_x . Les valeurs attendues pour α peuvent être comprises pour deux limites simples. Dans un système avec un vrai ordre à longue portée, g_1 est constant et les franges d'interférence sont parfaitement droites. Dans ce cas $\alpha = 0$ ce qui correspond à aucune décroissance du contraste quand on augmente la distance d'intégration. Pour la limite opposée, si g_1 décroît exponentiellement sur une échelle de longueur bien plus courte que L_x , l'intégrale de l'équation 2.8 est indépendante de L_x . Dans ce cas $\alpha = 0,5$, cela revient à ajouter des franges d'interférences locales avec des phases aléatoires. L'une des prédictions centrales de la théorie BKT est qu'à la transition, la densité superfluide doit soudainement sauter à une valeur finie qui est une fonction universelle de la température de transition [54]. Si on adapte ce résultat à la mesure d'interférence de gaz de Bose 2D, ce saut universel de la densité superfluide correspond à une chute soudaine de l'exposant α de 0,5 à 0,25.

Traitement de nos données

Dans nos expériences, l'intégration suivant y est automatiquement réalisée par l'imagerie par absorption, avec $L_y \approx 10 \mu\text{m}$ fixée par la taille des quasicondensats. La différence principale avec la théorie est la non-uniformité de notre système. Le contraste local moyenné sur un grand nombre d'images prises sous les mêmes conditions $c_x = \langle c(x) \rangle$ décroît progressivement vers les bords du quasicondensat. En effet, comme la densité diminue et que la température est la même, on comprend dans le cadre d'une approximation de densité locale que le gaz est « moins dégénéré » sur les bords qu'au centre. Pour la comparaison avec la théorie, on considère le contraste intégré :

$$\tilde{C}(L_x) = \frac{1}{L_x} \left| \int_{-L_x/2}^{L_x/2} c(x) e^{i\varphi(x)} dx \right| \quad (2.10)$$

Cela coïnciderait exactement avec C dans un système homogène. Nous extrayons l'exposant α en utilisant uniquement la région quasi-uniforme où $c(x) > 0,5c_0$. La figure 2.6 montre des exemples de $\langle \tilde{C}^2 \rangle$ mesurés en fonction de L_x à basse et haute température, ainsi que la courbe d'ajustement par une fonction décroissante en loi de puissance. La courbe de basse température correspond à celle aux contrastes plus élevés et celle de haute température aux contrastes les plus bas. Le contraste à haute température décroît plus vite en fonction de la longueur d'intégration L_x que celui à basse température, l'exposant à haute température est donc plus élevé.

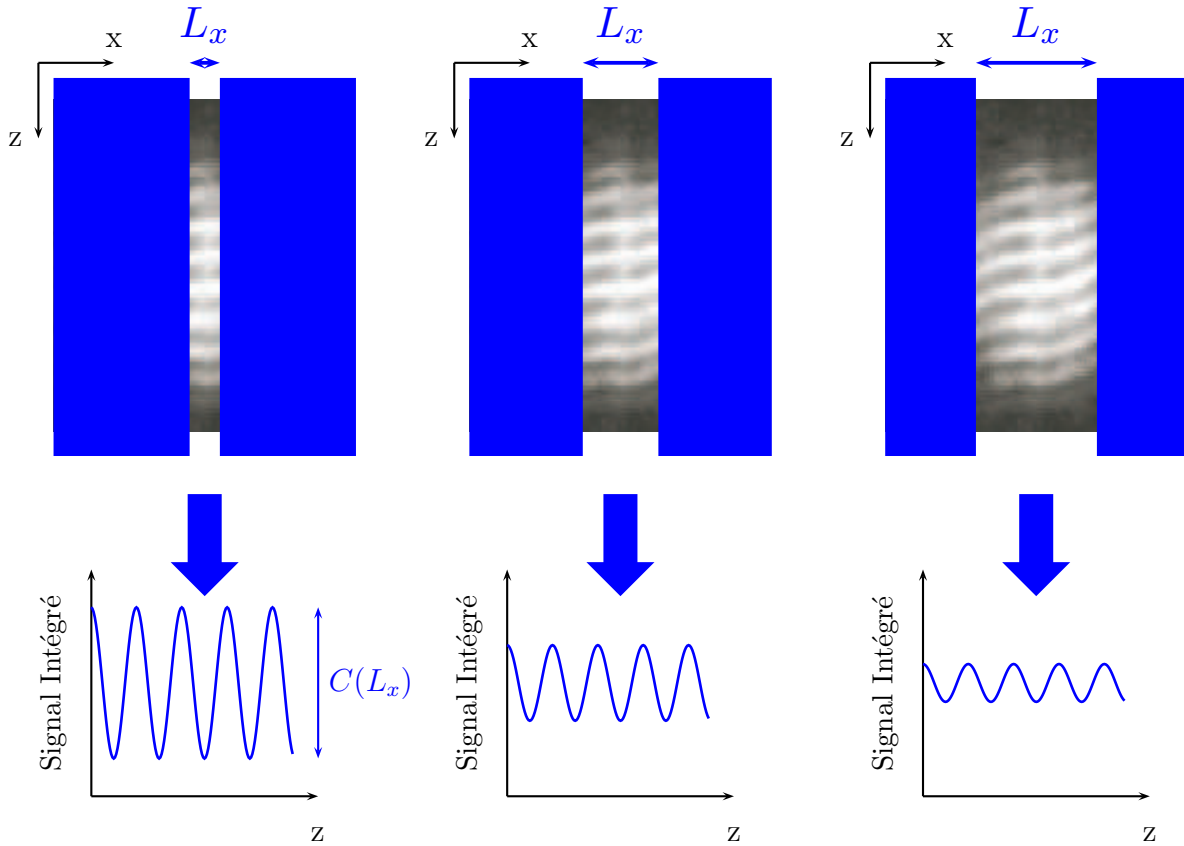


FIGURE 2.5 – Le contraste intégré décroît en fonction de la longueur d'intégration.

2.2.4 Mise en évidence d'une transition douce entre deux phases distinctes

La figure 2.7 résume les valeurs de l'exposant α déduites des ajustements pour différents régimes de température. Si on part des hautes températures, tant que c_0 est inférieur à 13%, α est approximativement constant et proche de 0,5. Quand on décroît la température un peu plus, α décroît rapidement à environ 0,25 et pour des températures encore plus basses, la valeur de α stagne. Nous observons donc clairement une transition entre deux régimes qualitativement différents à basse et haute température. Les valeurs de α au dessus et en dessous de la transition sont en accord avec le saut de densité superfluide attendu théoriquement à la transition BKT dans un système homogène.

Lien avec la théorie

Cependant, l'accord quantitatif pourrait être partiellement fortuit. Même si nous nous sommes concentrés sur la partie homogène des images, les effets de géométrie dans nos échantillons allongés pourrait quand même être importants. Au final, à extrêmement basse température, α devrait tendre vers zéro et le gaz devrait devenir un pur condensat de Bose-Einstein pleinement cohérent. Nous n'avons pas pu atteindre ce régime au cours de ces expériences à cause du chauffage résiduel discuté dans le paragraphe précédent.

Même sans thermométrie précise, nous pouvons estimer la température du nuage et la densité au seuil d'apparition de la cohérence de quasi longue portée. Pour des images avec $c_0 = 0,15$, la température déduite des ailes de la distribution atomique après un temps de vol est 290 ± 40 nK, correspondant à une longueur d'onde thermique de $\lambda = 0,3 \mu\text{m}$. De la longueur du quasicondensat nous pouvons déduire le nombre d'atomes condensés $N_c = 11000 \pm 3000$, et la

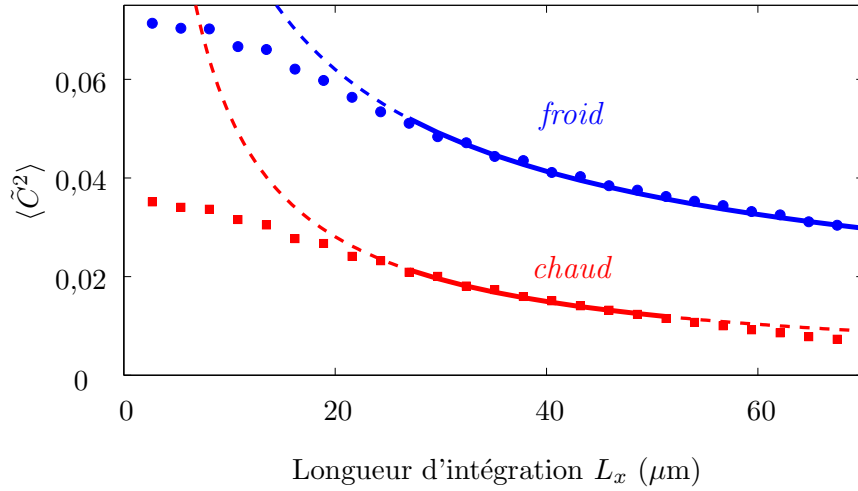


FIGURE 2.6 – Deux exemples de contrastes d'interférence intégrés et moyennés $\langle \tilde{C}^2(L_x) \rangle$ sont tracés pour une température basse (cercles noirs, courbe de contraste élevé $c_0 = 0,24$) et une température élevée (carrés gris, courbe de bas contraste $c_0 = 0,13$). L_x est la longueur d'intégration. Les lignes correspondent aux ajustements des données par une fonction en loi de puissance $1/L_x^{2\alpha}$ et donne $\alpha = 0,29 \pm 0,01$ (température basse) et $\alpha = 0,46 \pm 0,01$ (température haute). L'intervalle d'ajustement, indiqué par la partie pleine de la ligne, est déterminé par les conditions $L_x \gg L_y$ sur la borne gauche et $c_x > c_0/2$ sur la borne droite.

densité pic du quasicondensat (au centre du piège) $\rho_c = (5 \pm 1) 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Cela donne $\rho_c \lambda^2 = 6 \pm 2$. La théorie BKT pour un système homogène prédit la transition à $\rho_s \lambda^2 = 4$, où ρ_s est densité superfluide. Les deux valeurs sont relativement en accord, mais il faut noter que l'exacte relation entre ρ_c et ρ_s dans un gaz atomique 2D requerrait une investigation expérimentale et théorique plus poussée.

2.2.5 Nombre critique d'atomes dans un gaz de Bose 2D

Dans le but d'éclairer les interrogations dans la zone de transition entre la phase normale et la phase superfluide dans notre expérience, une étude sur le nombre critique d'atomes pour atteindre la dégénérescence dans un gaz de Bose 2D a été menée par Peter Krüger, Zoran Hadzibabic et Jean Dalibard [79]. La conclusion principale de cette étude est que le nombre trouvé est environ 5 fois plus grand que celui prédit par la théorie semi-classique de condensation de Bose-Einstein dans un gaz idéal (voir équation 1.5 dans le chapitre 1).

Cette étude a consisté à faire deux mesures : mesure du nombre critique correspondant à l'apparition de la bimodalité dans le profil de densité et celui correspondant à l'apparition des franges i.e. la cohérence du système. Pour ces deux mesures les nombres critiques coïncident en la valeur $N_c = 5,3N_{c,\text{id}}$, cette valeur étant vérifiée pour plusieurs couples (N_c, T) . Un modèle simple associant une approximation de densité locale en supposant un profil gaussien et la théorie BKT donne le nombre critique suivant :

$$N_{c,\text{BKT}} = \rho \lambda^2 \left(\frac{k_B T}{\hbar \bar{\omega}} \right)^2 = \rho \lambda^2 \frac{6}{\pi^2} N_{c,\text{id}} \quad (2.11)$$

c'est-à-dire $N_{c,\text{BKT}}/N_{c,\text{id}} = 4,9$ ce correspond bien à la mesure. Cela montre que dans un système

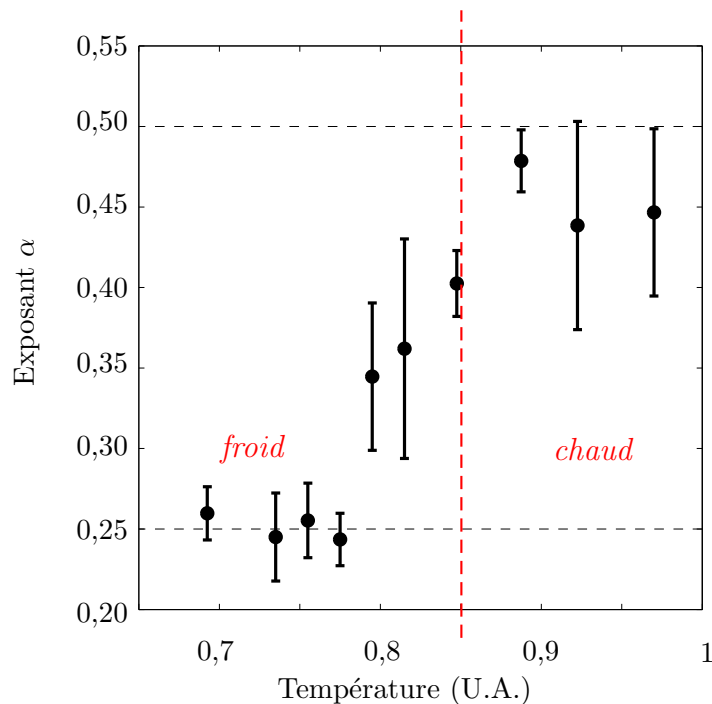


FIGURE 2.7 – Exposant α en fonction de la température. L'unité de température a été choisie de telle sorte que $T = 1$ correspond à la disparition des interférences. Les lignes horizontales tiretées indiquent les valeurs attendues théoriquement de α au dessus et en dessous de la transition BKT dans un système uniforme. Les barres d'erreurs indiquent l'écart type des résultats à partir de différentes réalisations expérimentales. On peut distinguer deux régimes distincts de part et d'autre de la ligne tiretée rouge verticale. Pour les basses températures, α est proche de 0,25, ce qui indique un ordre à quasi-longue portée dans notre système. Pour les hautes températures, α vaut 0,5 et la cohérence est absente du système.

2D, les interactions jouent un rôle profond même dans la phase normale.

2.3 Mise en évidence de vortex libres dans un gaz de Bosons bidimensionnel

2.3.1 Détection interférométrique d'un vortex

La présence d'au minimum deux quasicondensats dans notre système nous empêche d'observer directement les vortex comme trous de densité. On peut se poser la question suivante : peut-on détecter la présence d'un vortex dans la figure d'interférence avec la méthode expérimentale utilisée pour l'étude de la cohérence ?

Un vortex n'est pas seulement un trou de densité mais aussi un défaut de phase. On peut donc s'attendre à voir la présence d'un vortex apparaître dans nos figures d'interférence. Un raisonnement simple intuitif permet de comprendre ce que l'on peut attendre de la présence d'un vortex. Lors de l'interférence de deux condensats, la position des franges dans l'enveloppe gaussienne est déterminée par la phase relative entre les deux condensats. Prenons le cas simple où il y a un vortex au centre de l'un des condensats (voir figure 2.8). Par exemple, si sur un bord du condensat, la phase relative $\Delta\varphi_D = 0$, on s'attend sur l'autre côté à avoir une phase relative

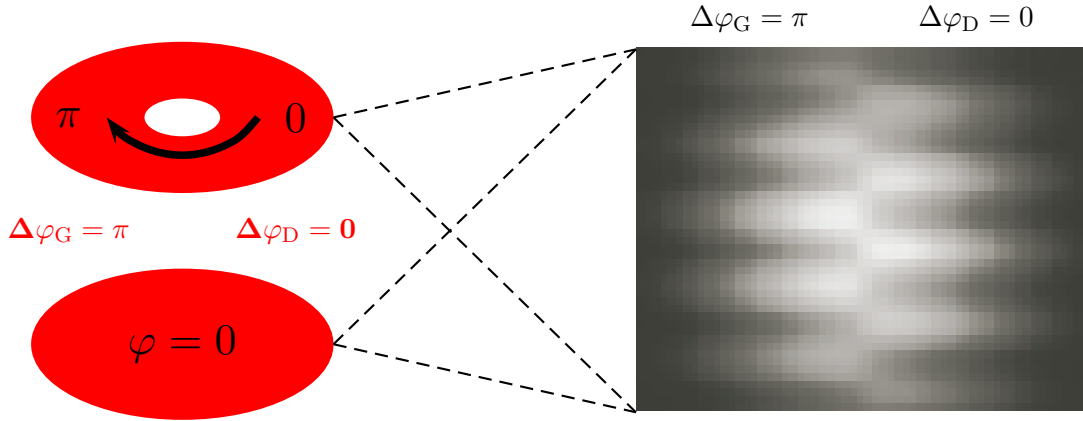


FIGURE 2.8 – Illustration du cas simple où un des deux condensats contient un vortex en son centre. La figure attendue est confirmée par un calcul numérique simple de transformée de Fourier 1D (image de droite). La figure d'interférence obtenue est très proche du résultat expérimental de la figure 2.14.

$\Delta\varphi_G = \pi$. On s'attend donc d'avoir des franges à gauche en opposition de phase avec celles à droite, avec une discontinuité au niveau de la ligne de vortex. La figure d'interférence ressemble alors à une «fermeture éclair».

Cas simple : un vortex dans l'un des deux condensats

Cette intuition peut être confirmée par un calcul relativement simple de transformée de Fourier. Un profil gaussien $G(x, y, z)$ simule la fonction d'onde des deux condensats :

$$G(x, y, z) = G_0 e^{-(x^2+y^2)/(2\sigma_\perp^2)+z^2/(2\sigma_z^2)} \quad (2.12)$$

Les deux nuages sont séparés par la distance d . Pour simuler la présence d'un vortex dans l'un des deux condensats, un terme de phase $e^{i\varphi} = (x + iy)/\sqrt{x^2 + y^2}$ est ajouté correspondant à un vortex de charge unitaire.

En principe, les interactions jouent un rôle important dans un temps de vol. C'est pourquoi dans le cas 3D par exemple une parabole reste une parabole au cours de l'expansion. Néanmoins, ici, l'explosion du nuage a lieu principalement et très rapidement dans la direction de fort confinement z , de telle sorte que le rôle des interactions est très vite quasi négligeable et on retrouve le mouvement d'une particule libre. Le temps de vol est alors régi par la distribution en impulsion initiale, c'est-à-dire la transformée de Fourier de la fonction d'onde de départ. Compte-tenu du fort confinement des nuages dans la direction z , une transformée de Fourier 1D prend bien en compte l'expansion du nuage qui a lieu principalement dans cette direction.

On calcule alors la transformée de Fourier 1D sur la variable z de la somme des deux fonctions d'onde séparées d'une distance d selon z . On prend ensuite le module au carré pour obtenir la densité et on intègre suivant l'axe y correspondant à l'imagerie. On obtient :

$$I(x, z) = \int dy |TF_z(G(x, y, z - d/2) + G(x, y, z + d/2)e^{i\varphi})|^2 \quad (2.13)$$

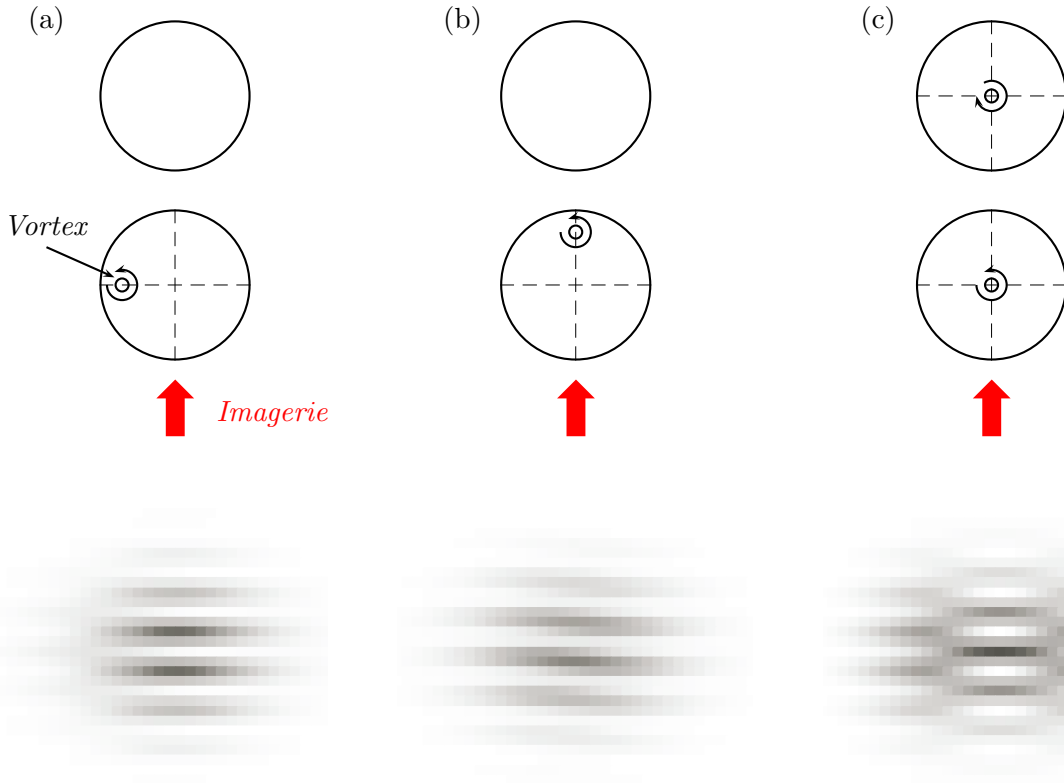


FIGURE 2.9 – (a) et (b). Vortex décentré (respectivement dans la direction perpendiculaire et parallèle à l’axe d’imagerie) d’une distance $\delta = \sigma_{\perp}/\sqrt{2}$ dans l’un des deux condensats. (c). Vortex au centre de l’un des condensats et antivortex au centre de l’autre condensat.

Un exemple de simulation est donné dans la figure 2.8 pour deux condensats interférant avec la présence d’un vortex au centre de l’un des deux. Le modèle utilisé pour ces simulations ne prend pas en compte toutes les propriétés de la situation expérimentale. Malgré cela, ce modèle semble suffisant pour capturer les caractéristiques essentielles de l’expérience, compte-tenu de la similarité entre les images expérimentales (voir figure 2.14) et celles issues de la simulation.

Les figures (a) et (b) de 2.9 présentent la figure d’interférence avec un vortex décentré d’une distance $\delta = \sigma_{\perp}/\sqrt{2}$. Si l’axe d’imagerie et l’axe de décentrage sont perpendiculaires, on voit effectivement le décentrement de la dislocation. Si les deux axes coïncident, le défaut de phase est d’autant plus faible que le vortex est décentré et devient difficile à visualiser dans les expériences pour les forts décentremments. La figure (c) de 2.9 présente la figure d’interférence d’un condensat avec un vortex centré et un autre condensat contenant un vortex centré de charge opposé. On voit apparaître une double dislocation.

Une paire de vortex/antivortex dans l’un des deux condensats

Le même calcul peut être réalisé pour une paire de vortex/antivortex définis par le produit de deux termes de phase $e^{i\varphi_1} = ((x - x_1) + i(y - y_1))/\sqrt{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}$ et $e^{i\varphi_2} = ((x - x_2) - i(y - y_2))/\sqrt{(x - x_2)^2 + (y - y_2)^2}$ dans un des deux condensats :

$$I(x, z) = \int dy |TF_z(G(x, y, z - d/2) + G(x, y, z + d/2)e^{i\varphi_1}e^{i\varphi_2})|^2 \quad (2.14)$$

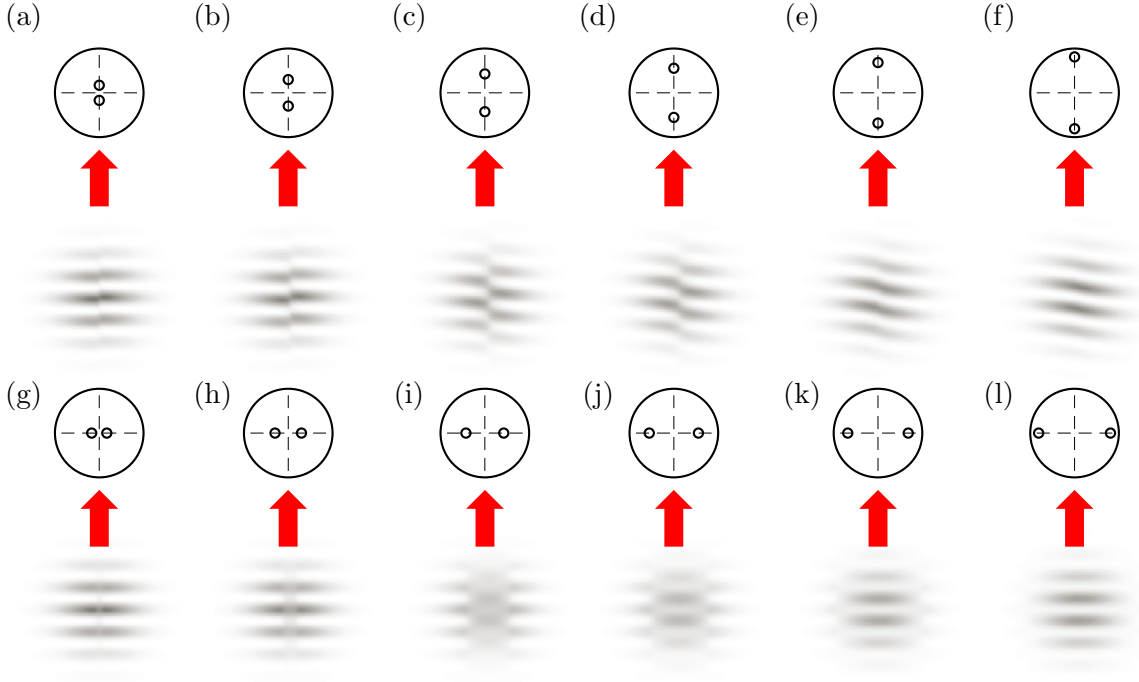


FIGURE 2.10 – Calcul numérique simple de transformée de Fourier 1D de deux condensats interférant dont l'un des deux contenant une paire de vortex/antivortex pour différentes distances d_{vor} entre les deux vortex de la paire. La paire est parallèle à l'axe d'intégration pour les images de la première ligne (a-f), perpendiculaire à l'axe d'intégration pour les images de la seconde ligne (g-l). (a)(g). $d_{\text{vor}} = \sigma_{\perp}/(4\sqrt{2})$. (b)(h). $d_{\text{vor}} = \sigma_{\perp}/(2\sqrt{2})$. (c)(i). $d_{\text{vor}} = 3\sigma_{\perp}/(2\sqrt{2})$. (d)(j). $d_{\text{vor}} = \sqrt{2}\sigma_{\perp}$. (e)(k). $d_{\text{vor}} = 3\sigma_{\perp}/(\sqrt{2})$. (f)(l). $d_{\text{vor}} = 2\sqrt{2}\sigma_{\perp}$.

On considère principalement le cas où la paire est au centre du condensat ($x_1 = -x_2$ et $y_1 = -y_2$). La figure d'interférence dépend de la distance entre les vortex $d_{\text{vor}} = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}$. Un premier calcul correspondant à un exemple réaliste d'une paire de vortex/antivortex avec les paramètres $d_{\text{vor}} = 1 \mu\text{m}$ et $\sigma_{\perp} = 5,7 \mu\text{m}$ ((a) et (g) de la figure 2.10) ne montre qu'un faible défaut de phase dans le signal d'interférence. Quand on augmente la distance entre les deux vortex, le défaut de phase devient plus important. Quand la paire est dans l'axe de l'imagerie ((c) et (d) de la figure 2.10), la discontinuité ressemble à la figure de «fermeture éclair» d'un vortex isolé. Dans la direction perpendiculaire ((i) et (j) de la figure 2.10), deux discontinuités semblent s'écarter progressivement vers l'extérieur du condensat. Quand les vortex s'approchent trop du bord du condensat ((e),(f), (k) et (l) de la figure 2.10), leur influence sur la figure d'interférence devient faible.

Simulation avec trois (ou plus) condensats

On peut se poser la question si la présence éventuelle d'un troisième condensat modifie la manière de détecter la présence de vortex dans la figure d'interférence. Il est en effet difficile de s'assurer d'avoir uniquement deux plans et ce cas de figure peut donc se produire. La présence de vortex entraîne toujours une discontinuité visible mais de nouvelles figures d'interférences peuvent apparaître. La figure dépend du fait que le vortex soit dans un condensat du bord ou celui du milieu, et des phases relatives des deux condensats sans vortex. La figure 2.11 présente six exemples avec un vortex dans l'un ou plusieurs des trois condensats. La figure (a) correspond

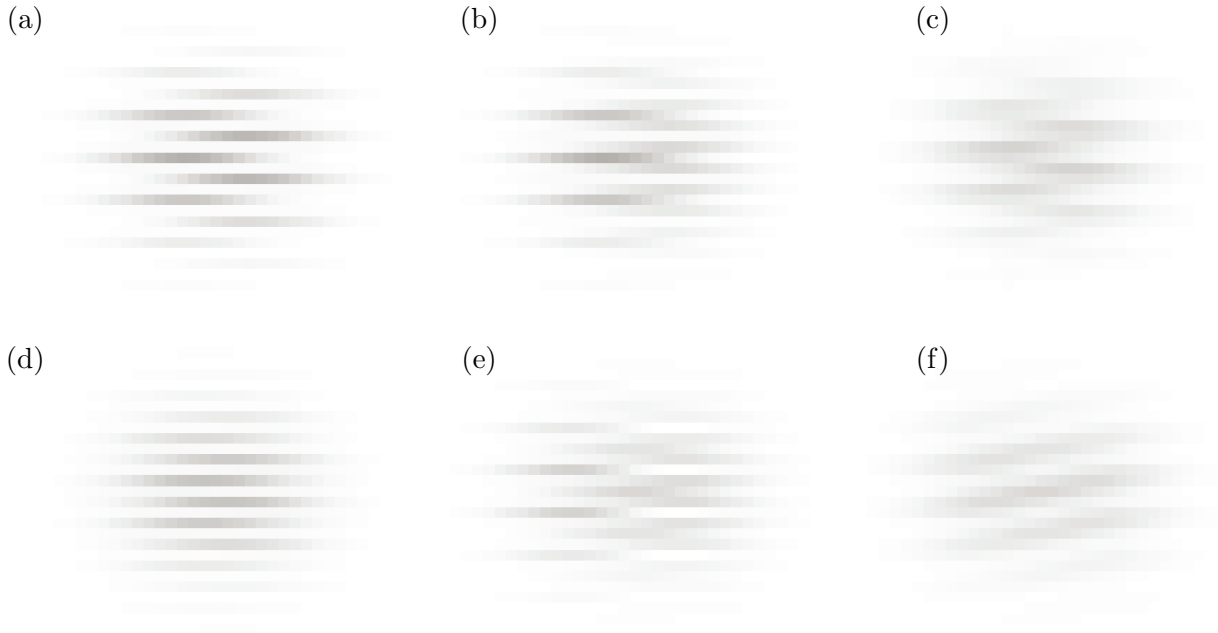


FIGURE 2.11 – Interférence entre trois condensats. (a). Un vortex dans le condensat du centre ($\Delta\varphi_{1,3} = 0$ rad). (b). Un vortex dans un condensat du bord ($\Delta\varphi_{2,3} = 0$ rad). (c). Un vortex dans le condensat du centre ($\Delta\varphi_{1,3} = 1,77$ rad). (d) Un vortex dans le condensat du centre ($\Delta\varphi_{1,3} = 2,61$ rad). (e) et (f). Un vortex dans le condensat du centre et un antivortex dans un condensat du bord ($\varphi_3 = 0$ rad et $\varphi_3 = \pi/2$ rad respectivement).

au cas où le condensat du centre contient un vortex et la phase relative entre les condensats du bords vaut $\Delta\varphi_{1,3} = 0$ rad. On retrouve la figure de «fermeture éclair» habituelle. La figure (b) correspond au cas où l'un des condensats du bord contient un vortex. On voit alors apparaître la seconde harmonique dans une partie de la figure d'interférence. Cette seconde harmonique est en pratique moins bien résolue par notre système d'imagerie et on obtient la figure de type «peigne» présentée dans la référence [77]. Les figures (c) et (d) correspondent au cas où le condensat du centre possède un vortex mais avec une phase relative $\Delta\varphi_{1,3}$ différente entre les deux condensats du bord. On voit que cette phase relative influence de manière importante la figure d'interférence. En particulier, (d) correspond à une configuration où seule la seconde harmonique est visible et peut donc être difficile à visualiser compte tenu de la résolution de l'imagerie. Les figures (e) et (f) correspondent à une configuration avec un vortex dans le condensat du centre et un vortex de circulation opposée dans un des condensats du bords. La structure de la figure d'interférence peut alors devenir assez complexe. D'autres configurations de phases et de présence de vortex sont bien sûr possibles.

On peut étendre ce calcul un nombre plus important de condensats, ce qui pouvait arriver dans nos expériences précédentes [77]. Les configurations possibles deviennent nombreuses. La figure 2.12 présente deux exemples pour 4 et pour 5 condensats. On comprend que plus le nombre de condensats est important, plus il devient difficile de distinguer la présence de vortex, sauf pour des configurations de phase bien particulières.



FIGURE 2.12 – Différentes configurations d'interférence entre 4 et 5 condensats : (a). 4 condensats, un vortex dans le second, $\varphi_1 = \varphi_3 = \varphi_4 = 0$ rad. (b). 4 condensats, un vortex dans le second, $\varphi_1 = 0$ rad, $\varphi_3 = \pi$ rad, $\varphi_4 = \pi/2$ rad. (c). 5 condensats, un vortex dans celui du centre, $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_4 = \varphi_5 = 0$ rad. (d). 5 condensats, un vortex dans celui du centre, $\varphi_1 = 0$ rad, $\varphi_2 = \pi/2$ rad, $\varphi_4 = \pi$ rad, $\varphi_5 = 3\pi/2$ rad.

Simulations numériques de quasicondensats 2D

Dans une récente publication [81], des calculs numériques utilisant des simulations de champs classiques, ont été réalisés concernant notre expérience précédente [28, 77]. Pour les paramètres de cette expérience, les auteurs ont trouvé que des paires de vortex/antivortex sont en effet présentes dans ces gaz de Bose 2D. Des exemples de distribution de densité de tels nuages avant expansion en temps de vol sont présentés en (b) et (c) de la figure 2.13. Dans ces figures les vortex et les antivortex sont représentés par un signe «+» ou «-» respectivement. On peut clairement voir que la distance entre les deux vortex d'une paire peut varier considérablement, et les deux ne sont pas nécessairement dans des régions de même densité du quasicondensat. Le nuage de la figure (b) a même un vortex seul en son centre. Les auteurs de [81] expliquent l'existence de ce vortex par la dissociation d'une paire. En laissant les deux nuages interférer, le vortex libre au centre de l'un des quasicondensats a le plus large effet sur la figure d'interférences. Les paires étroitement liées sur les bords du nuage n'ont pas d'impact significatif sur la figure d'interférences. Les nuages de la figure 2.13 représentent des configurations de phase possibles qui pourraient conduire à une figure de «fermeture éclair».

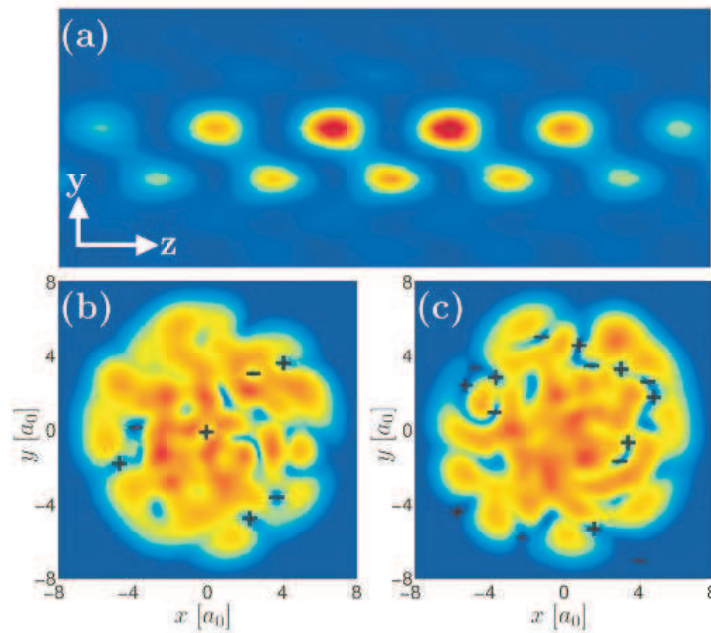


FIGURE 2.13 – Simulation numérique de la figure d’interférence (a) produite par deux nuages circulaires plans indépendants ((b) et (c)) à la température $T/T_c = 0,93$. La structure «fermeture éclair» de l’image (a) est la signature révélatrice d’une singularité de phase associée au vortex central dans le nuage (b). Les figures (b)-(c) montre la distribution de densité dans le plan $x - y$ avant l’expansion en temps de vol. Les figures sont issues de la référence [81].

2.3.2 Prolifération des vortex libres

Observation des vortex dans les figures d’interférence

Le rôle clé dans la théorie BKT microscopique est joué par les vortex. En contraste avec la variation progressive de la phase des franges $\varphi(x)$ créée par les phonons de grande longueur d’onde (voir figure 2.3), nous avons vu qu’un vortex libre dans un des quasicondensats apparaît comme une brusque dislocation dans la figure d’interférence, avec $\varphi(x)$ changeant abruptement à travers une ligne parallèle à l’axe d’expansion z .

Nous observons effectivement de telles dislocations dans certaines figures d’interférence. Des exemples d’images contenant une ou plusieurs dislocations sont montrés sur la figure 2.14. Les simulations du paragraphe précédent (voir figure 2.8) ainsi que le calcul numérique (voir figure 2.13) de la référence [81] ressemblent fortement aux images de l’expérience. Les paires de vortex-antivortex étroitement liées ne sont pas détectables dans nos expériences car elles ne créent que des défauts de phases de petite taille dans la figure d’interférence comme nous l’avons vu dans le paragraphe précédent. D’autres configurations de phases qui peuvent imiter l’apparence d’un vortex, comme un soliton noir aligné avec la direction d’imagerie, peuvent être écartées sur des bases théoriques [81].

Certaines figures d’interférence comme (b) de la figure 2.14 sont assez surprenantes. Elles révèlent la présence de plusieurs vortex (au moins 4 sur cette image) disposés «régulièrement». On peut se demander si cet «ordre» a un sens physique ou bien si cette configuration ressort uniquement parce que cette disposition favorise la distinction expérimentale des différents vortex.

Fréquence d’apparition des vortex libres en fonction de la température

Nous avons développé une méthode systématique pour évaluer la probabilité d’apparition d’un vortex libre dans nos nuages 2D pour une température donnée. Pour chaque température,

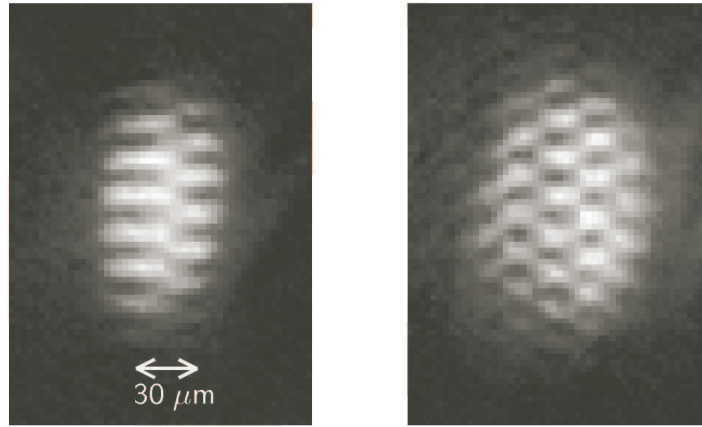


FIGURE 2.14 – Interférences observées expérimentalement. (a). Exemple de figure d'interférence quand un vortex est présent au milieu de l'un des deux quasicondensats. (b). Dans certains cas plus rares, plusieurs vortex peuvent être présents dans les deux quasicondensats. Chaque dislocation dans la figure d'interférence correspond à un vortex.

il s'agit de réaliser un très grand nombre d'expériences et compter le nombre d'images contenant une dislocation. La figure 2.15 illustre le critère de comptage avec un exemple d'histogramme des sauts de phase $\Delta\varphi_i = |\varphi(x_i) - \varphi(x_{i+1})|$ entre deux colonnes de pixels CCD adjacents. On considère qu'une image montre une dislocation si au moins l'un des $\Delta\varphi_i$ est supérieur à $2\pi/3$ (seuil indiqué par la ligne tiretée). La distance entre deux colonnes adjacentes est $2,7 \mu\text{m}$ et le comptage est réalisé sur les dix colonnes centrales. Il y a 97 images contribuant à l'histogramme, donc 970 comptages, parmi lesquels 16 comptages (correspondant à 13 images différentes) dépassent le seuil.

La figure 2.16 montre la fréquence à laquelle nous détectons des dislocations brusques à différentes températures. Pour le comptage on considère seulement la région centrale de largeur de $30 \mu\text{m}$, qui est plus petite que la longueur de notre plus petit quasicondensat. On note que nous détectons seulement un sous-ensemble des vortex, ceux qui sont bien isolés et proches du centre du nuage. Notons aussi que les modes de phonons activés thermiquement avec une longueur d'onde courte selon l'axe x peuvent en principe contribuer au comptage. On s'attend à ce que leur contribution soit non-négligeable uniquement aux plus hautes températures. Une analyse théorique détaillée serait nécessaire pour séparer leurs effets de ceux des vortex.

On observe une soudaine prolifération de vortex libres au dessus d'une température critique. Ce brusque démarrage coïncide avec la perte de cohérence à quasi-longue portée. Les deux observations ensemble fournissent une preuve concluante d'observation d'une transition douce de type Berezinskii-Kosterlitz-Thouless dans notre système.

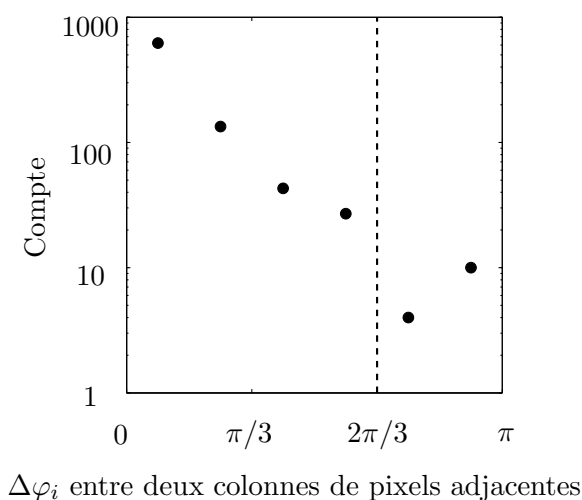


FIGURE 2.15 – Exemple d’histogramme de sauts de phase entre deux colonnes de pixels adjacents pour l’ensemble des images dont le contraste local vaut $c_0 = 0,08$.

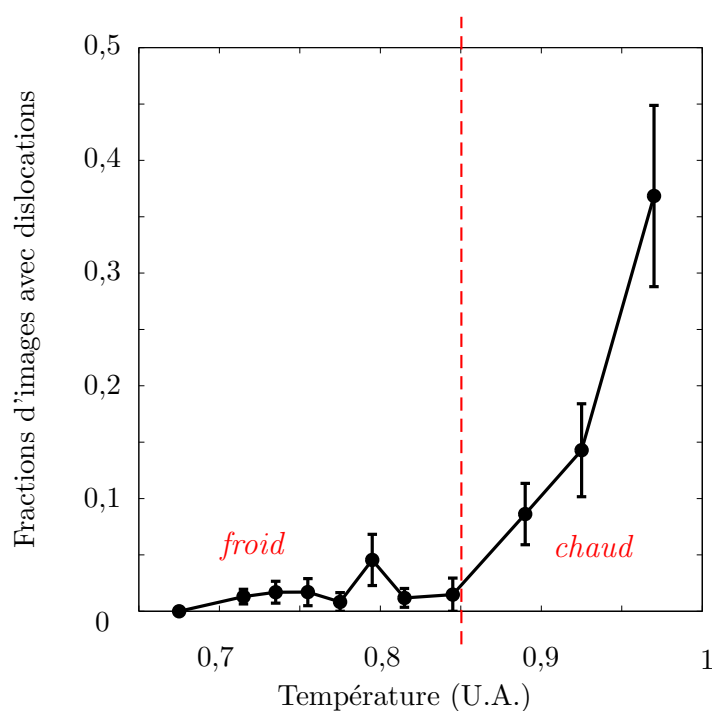


FIGURE 2.16 – Fraction d’images montrant au moins une dislocation dans la région centrale de largeur de $30 \mu\text{m}$, en fonction de la température. L’unité de température a été choisie de telle sorte que $T = 1$ correspond à la disparition des interférences. Les barres d’erreurs montrent l’incertitude statistique, donnée par la racine carrée du nombre d’images avec dislocations. La ligne en tiret rouge correspond à la température pour laquelle la quasi-cohérence du système est perdue. La prolifération des vortex coïncide avec la perte d’ordre à longue portée.

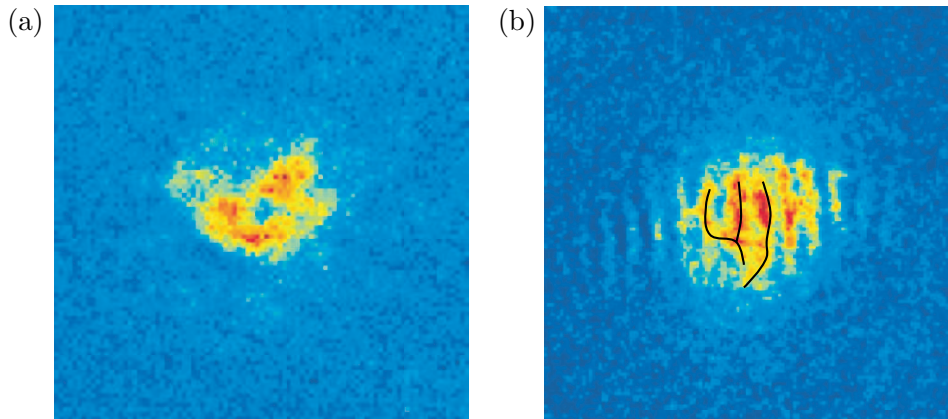


FIGURE 2.17 – La détection directe de vortex activés thermiquement dans un gaz de Bose 2D a été réalisée au NIST [41, 42]. (a). Un trou de densité au centre du nuage laisse deviner la présence d'un vortex. (b). Cette présence peut être confirmée par une méthode d'interférence laissant apparaître le défaut de phase correspondant à un vortex, qui se traduit par une fourche dans les franges d'interférence.

2.4 Conclusion

Cette première observation d'une transition douce de type Kosterlitz-Thouless dans les atomes froids n'est que le début de l'étude de la physique 2D dans ce type de système et de nombreuses questions restent en suspens. C'est le premier type d'expérience où le phénomène microscopique de la théorie lié aux vortex a pu être mis en évidence. Les atomes froids sont donc un outil prometteur pour tenter d'éclaircir certains points. Avec un nouveau savoir-faire et une nouvelle génération d'expérience, on peut espérer détecter les paires vortex/antivortex et étudier le lien entre leur brisure et la perte de superfluidité... Notons que l'observation directe de vortex dans un gaz de Bose en forme de crêpe a été réalisée au NIST [41,42] (voir figure 2.17) et confirme les espoirs que l'on peut avoir dans les expériences futures.

Deuxième partie

**Nouvelle expérience de condensation de
Bose-Einstein**

Sommaire

Introduction	51
3 Conception d'un montage de condensation de Bose-Einstein	53
3.1 Objectifs à atteindre	53
3.1.1 Densité dans l'espace des phases	53
3.1.2 Les principaux objectifs	54
3.2 Les grands types d'expérience	56
3.2.1 Le piège magnétique	56
3.2.2 Piège optique	61
3.2.3 Les puces à atomes	66
3.3 Les choix techniques	67
3.3.1 La source d'atomes	67
3.3.2 Transport non dissipatif des atomes	70
3.4 Système d'imagerie	70
3.5 Conclusion	71
4 Système à vide	73
4.1 Vide différentiel	73
4.1.1 Principe du vide différentiel	73
4.1.2 Principe du système à trois étages	74
4.2 Mise en œuvre du système à vide	74
4.2.1 Description de notre système	75
4.2.2 Mesure du vide	78
4.3 Conclusion	82
5 Transport magnétique d'un nuage d'atomes froids	83
5.1 Principe du transport magnétique	84
5.1.1 Piège magnétique créé par une paire de bobines	84
5.1.2 Caractéristiques du nuage piégé	85
5.1.3 Deux paires de bobines	86
5.1.4 Trois paires de bobines	88
5.2 Calcul des courbes temporelles de courants	89
5.2.1 Principe de base du calcul des courants	89

5.2.2	Calcul des courants pour le montage réel	90
5.3	Réalisation expérimentale	92
5.3.1	Refroidissement des bobines	93
5.3.2	Montage mécanique	94
5.3.3	Électronique de commande du transport magnétique	94
5.4	Conclusion	99
6	Programme de contrôle d'une expérience d'atomes froids	101
6.1	Objectifs et caractéristique du système de commande	101
6.1.1	Cahier des charges	101
6.1.2	Le système de commande de l'expérience	102
6.1.3	Contrôle de l'expérience	103
6.2	Le programme et le fonctionnement des cartes	104
6.2.1	Différentes Méthodes de programmation	104
6.2.2	Principe de la mémoire tampon	105
6.2.3	Du «buffer» à l'utilisateur	106
6.3	Conclusion	109
7	Les performances de la nouvelle expérience	111
7.1	Principe de mesure	111
7.1.1	Imagerie par fluorescence	111
7.1.2	Imagerie par absorption	111
7.1.3	Extraction des informations des images par absorption	112
7.2	La chambre du PMO	115
7.2.1	Le PMO	115
7.2.2	Le piège magnétique	116
7.3	Les performances du transport magnétique	117
7.3.1	Optimisation du transport	117
7.3.2	Mesure de l'efficacité du transport	119
7.3.3	Le nuage d'atomes arrivant dans la cellule	120
7.4	Du piège quadrupolaire au TOP	120
7.4.1	Durée de vie dans le piège quadrupolaire	120
7.4.2	Evaporation dans le piège quadrupolaire	121
7.4.3	Chargement et durée de vie du TOP	121
7.5	Conclusion	122

Introduction

Une partie de mon travail de thèse a consisté à concevoir un nouveau montage de condensat de Bose-Einstein dont l'objectif est de remplacer l'expérience actuelle. Initialement, celle-ci s'est focalisée sur la mise en rotation du condensat et l'étude des vortex apparaissant dans ce système. Ces deux dernières années, cette expérience s'est concentrée sur les gaz de bosons bidimensionnels (2D). Ces deux thèmes seront les deux grands axes d'étude de la nouvelle expérience avec d'une part, la poursuite des études de rotation rapide voire ultra-rapide avec pour objectif essayer d'atteindre le régime de l'Effet Hall Quantique et d'autre part, la poursuite des études de la physique 2D avec la transposition dans un gaz piégé de la transition de phase prédite par Berezinskii [23], Kosterlitz et Thouless [24] (transition BKT) dans les systèmes homogènes.

Le régime de rotation rapide correspond à un moment cinétique par atome grand comparé à \hbar . L'objectif suprême est d'atteindre le régime de l'effet Hall Quantique Fractionnaire pour lequel le nombre de vortex est supérieur au nombre d'atomes. Les deux principales méthodes pour mettre en rotation rapide des condensats sont les suivantes :

- Méthode dite de la «cuillère» développée sur l'expérience actuelle (voir par exemple la thèse de Sabine Stock [28]). Il s'agit de créer un piège dipolaire anisotrope en rotation à partir d'un faisceau laser décalé dans le rouge et deux modulateurs acousto-optiques pour défléchir le faisceau dans les deux directions. A l'aide d'un faisceau gaussien désaccordé dans le bleu, il est possible d'appliquer un potentiel quartique pour garder les atomes piégés quand la fréquence de rotation est proche ou supérieure à la fréquence de piégeage $\Omega \gtrsim \omega_{\perp}$.
- La méthode alternative principale est utilisée dans le groupe de Cornell au JILA [26]. Tout d'abord, une certaine quantité de moment cinétique est donné au nuage thermique en modulant l'amplitude du champ tournant du piège magnétique TOP. Il s'agit ensuite de retirer les atomes possédant un moment cinétique inférieur au moment cinétique moyen. Pour cela on évapore les atomes proches de l'axe de rotation pour atteindre la dégénérescence. Pour aller encore plus loin, un faisceau laser à résonance focalisé excite les atomes centraux qui sont expulsés du condensat à cause de l'émission spontanée. Un vortex géant apparaît et donne naissance au réseau de vortex quand le système tend vers l'équilibre.

Le régime de l'Effet Hall Quantique reste encore à ce jour un défi technique car il demande une précision extrême sur la fréquence de rotation. Cependant, pour un petit nombre d'atomes, typiquement 1000, cette précision nécessaire sur la fréquence de rotation est de 10^{-3} ce qui doit être dans le domaine du possible pour la nouvelle expérience. Il faut donc être capable de détecter des petits nombres d'atomes avec un bon rapport signal sur bruit. De plus la mise en évidence dans une expérience d'atomes froids des états prédits par Laughlin [82] n'est pas simple a priori. Une solution est de disposer d'un système d'imagerie pouvant résoudre la position des atomes individuellement, ce qui permettrait de reconstruire les fonctions de corrélations spatiales de ces états.

Le second thème de recherche prévu pour la nouvelle expérience est la physique des gaz de Bose 2D. De nombreux points restent à étudier : la détection des paires vortex/antivortex *in situ* demandant une résolution optique de l'ordre du micron, l'étude de la superfluidité en mettant

en rotation le gaz ou en excitant des modes propres... On a vu dans le chapitre 2 comment on pouvait créer expérimentalement des systèmes 2D avec des atomes froids. L'une de ces méthodes est l'utilisation d'un réseau optique 1D de large période, et c'est celle-ci que nous avons choisi pour l'expérience actuelle.

Pour résumer, voici ce que l'on attend de notre nouvelle expérience : un excellent accès optique, une imagerie de haute résolution, une haute sensibilité pour une détection faible bruit d'un petit nombre d'atomes, une expérience aux paramètres bien contrôlés (nombre d'atomes, géométrie du piège...).

Le chapitre 3 dresse un «état des lieux» des techniques employées dans les expériences de condensation de Bose-Einstein et justifie les choix pour notre nouveau montage. Les chapitres suivants décrivent les différents éléments essentiels de l'expérience : le système à vide (chapitre 4), le programme de commande (chapitre 6). Le point le plus remarquable de l'expérience est le transport magnétique (chapitre 5) permettant aux atomes de voyager entre deux chambres distinctes, la seconde ayant un excellent accès optique. Enfin le dernier chapitre (chapitre 7) présente les premières performances mesurées de cette nouvelle expérience.

Chapitre 3

Conception d'un montage de condensation de Bose-Einstein

Une partie importante de mon travail de thèse a consisté à concevoir une nouvelle expérience de condensation de Bose-Einstein dans l'optique de remplacer l'expérience actuelle. En effet, cette dernière, conçue il y a plus de dix ans, est mal adaptée au programme de recherche actuel comme l'étude des rotations ultra-rapides. Avant de commencer la conception de ce montage, j'ai consacré plusieurs mois au recensement des techniques existantes pour produire des atomes froids, les piéger, les refroidir et les observer. Le but de ce chapitre est de faire un «état des lieux» des techniques expérimentales et justifier la solution qui a finalement été retenue.

3.1 Objectifs à atteindre

3.1.1 Densité dans l'espace des phases

Définissons la longueur d'onde de de Broglie thermique qui correspond à l'étalement de la fonction d'onde de l'atome :

$$\lambda = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_{\text{B}}T}} \quad (3.1)$$

Une image simple de la condensation de Bose-Einstein est la suivante : elle se produit à très basse température lorsque la longueur d'onde de de Broglie est plus grande que la distance moyenne inter-atomique i.e. quand les fonctions d'onde se recouvrent. Cette condition est remplie lorsque la densité dans l'espace des phases $D = \rho\lambda^3$, où ρ est la densité spatiale atomique, devient de l'ordre de l'unité. Dans un potentiel harmonique, la condensation de Bose-Einstein se produit quand :

$$n_0\lambda^3 = g_{3/2}(1) \simeq 2,612 \quad (3.2)$$

où n_0 est la densité au centre du nuage. Le paramètre pertinent à optimiser est donc la densité dans l'espace des phases.

La première étape d'une expérience standard de condensat de Bose-Einstein est une étape de refroidissement laser. Cela consiste à charger dans un piège magnéto-optique (PMO) quelques 10^9 atomes. On réalise ensuite une phase de mélasse. Du fait de mécanismes de refroidissement de type Sisyphé, il est possible d'atteindre une énergie subdoppler de l'ordre d'une dizaine d'énergie de recul¹ E_{R} ce qui correspond à une température de $2 \mu\text{K}$ pour le rubidium. Sur notre ancienne expérience, compte tenu du grand nombre d'atomes, la température s'abaisse aux alentours de $100 \mu\text{K}$ et la densité dans l'espace des phases est de l'ordre de $D = 10^{-6}$.

¹Pour le rubidium, $E_{\text{R}} = 180 \text{ nK}$.

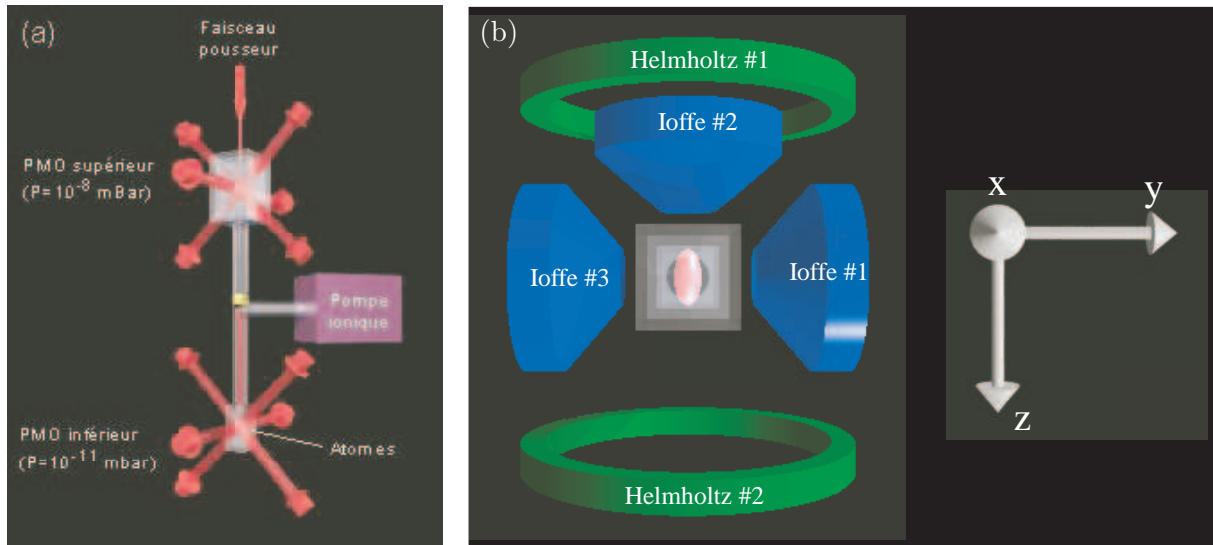


FIGURE 3.1 – Dispositif expérimental actuel. (a) Les atomes sont d'abord piégés dans le PMO supérieur, puis transportés dans le PMO inférieur par un faisceau pousseur. (b) Dans la cellule inférieure, après une phase de mélasse, les atomes sont transférés dans un piège magnétique créé par les bobines Ioffe et le nuage est ensuite refroidi par évaporation.

A cause des pertes d'atomes assistées par laser, il n'a pas encore été possible d'atteindre le régime de dégénérescence uniquement avec le refroidissement laser. Une deuxième étape de refroidissement est donc nécessaire et consiste en un refroidissement évaporatif dans un piège non dissipatif.

Dans ce but, le potentiel de piégeage est tronqué de manière abrupte aux bords, ce qui a pour effet d'enlever les atomes les plus énergétiques. L'énergie cinétique moyenne par particule des atomes restants diminue, et avec elle la température. Mais l'effet de l'évaporation ne se résume pas à tronquer la distribution de vitesse pour enlever les atomes les plus énergétiques. En effet, deux atomes d'énergie cinétique égale, suite à une collision, peuvent se partager l'énergie cinétique disponible de manière non équitable dans le référentiel du laboratoire, de sorte que l'un d'entre eux devient très énergétique. Si cet atome énergétique est évaporé, celui qui restera apportera à l'énergie totale une contribution diminuée. Le taux de collisions élastiques est donc aussi un paramètre important et on a intérêt à ce que celui-ci soit le plus élevé possible. On peut montrer que sous certaines conditions on peut atteindre un régime d'emballement, où le taux de collisions augmente au cours de l'évaporation. Cette technique permet de gagner les six ordres de grandeur qui manquent dans la densité de l'espace de phase pour atteindre la condensation. On obtient typiquement de quelques 10^5 à quelques 10^6 atomes condensés.

La figure 3.1 présente un exemple d'expérience de condensation de Bose-Einstein correspondant à notre ancien dispositif avec son système avec deux PMOs (figure (a)) et un piège magnétique situé au niveau du PMO inférieur (figure (b)).

3.1.2 Les principaux objectifs

Nous voulons une machine de condensation de Bose-Einstein, relativement simple, performante sur le nombre d'atomes (quelques 10^5 , voire 10^6), extrêmement stable et reproductible pour laisser la place à des études statistiques.

On choisit le rubidium pour ses propriétés de collisions qui permettent un refroidissement

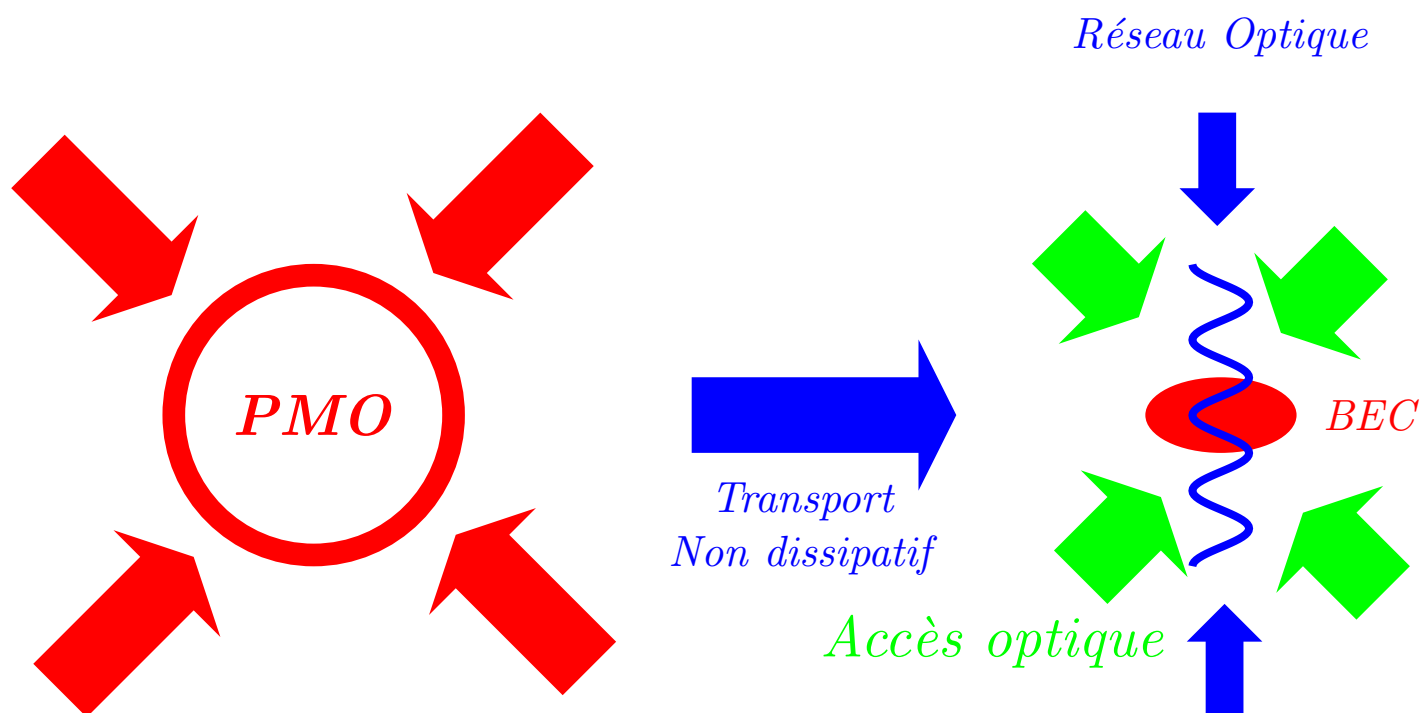


FIGURE 3.2 – Idée principale de l’expérience : pour gagner au maximum au niveau de l’accès optique (imagerie, réseaux optiques), on réalise le piège magnéto-optique à un endroit et le condensat à un deuxième endroit. Un transport non-dissipatif permet aux atomes de voyager entre les deux parties de l’expérience.

évaporatif efficace et les lasers existant conviviaux à utiliser.

Le Sodium est un autre atome possédant des propriétés de collisions intéressantes mais demande plus d’efforts sur le plan laser. Jusqu’à récemment, la technique la plus courante était un laser à colorant, qui demande un certain entretien. Aujourd’hui, une nouvelle technique utilisant un cristal non-linéaire pour faire une somme de fréquence entre deux longueurs d’onde dans l’infra-rouge a été développée par Fabrice Gerbier à l’ENS. C’est une technique prometteuse et robuste qui permet de fournir plus de 350 mW. Au final la possibilité d’utiliser un système aussi simple qu’une diode laser injectant un MOPA délivrant 500 mW (voir annexe) a fait pencher la balance à nos yeux en faveur du rubidium.

Le point critique principal pour notre nouvelle expérience est l’accès optique pour nous permettre une grande flexibilité pour nos expériences, avec comme possibilité la présence d’un réseau optique et d’un système d’imagerie de grande ouverture pour une excellente résolution. Notre choix se porte sur un système double avec un PMO placé à un premier endroit et la production du condensat et l’expérience à un second endroit où l’absence de PMO est nécessaire pour avoir un excellent accès optique (voir figure 3.2). Pour déplacer les atomes d’un endroit à l’autre, il est nécessaire de développer un système de transport sans perte d’atomes ni chauffage du nuage.

3.2 Les grands types d'expérience

Il est possible de distinguer trois grands types d'expérience de condensats, qui se distinguent principalement par le type de piège non-dissipatif utilisé. Nous commencerons par aborder la technique historique la plus courante qui est le piège magnétique. Ensuite nous détaillerons une méthode alternative purement optique utilisant le principe de la force dipolaire. Enfin nous porterons un regard rapide sur le type d'expérience qui peut être considéré comme le premier pas important vers la miniaturisation d'une expérience d'atomes froids : les puces à atomes. Même si cette dernière technique ne présente pas obligatoirement les garanties voulues dans le cahier des charges, nous décidons d'en dire deux mots dans un souci d'exhaustivité.

3.2.1 Le piège magnétique

Le principe consiste à piéger des atomes dans un minimum de champ magnétique. Le piège magnétique le plus simple est le piège quadropolaire. Malheureusement, quand on va commencer à refroidir par évaporation le nuage, les pertes de retournement de spin au niveau du champ magnétique nul vont devenir trop importantes. Il est donc impossible de condenser dans un tel piège. Une première solution contre les pertes Majorana est d'utiliser un laser désaccordé dans le bleu par rapport à la transition atomique jouant le rôle de «bouchon optique» : le laser crée un potentiel répulsif qui empêche les atomes d'atteindre la zone de champ magnétique nul [6]. Une deuxième solution est d'utiliser un piège avec un minimum de champ magnétique non nul. Il y a deux grands types de piège magnétique harmonique satisfaisant cette condition.

Le piège Ioffe-Pritchard

Nous présentons dans ce paragraphe une configuration pour laquelle un minimum non nul du module du champ est obtenu avec des champs purement statiques. Ce piège a initialement par Ioffe [83] pour le confinement des plasmas. Il a près de 20 ans plus tard été utilisé pour la capture d'atomes neutres [84, 85].

Calculons les caractéristiques de ce type de piège. Un développement limité du champ à l'ordre 2 au voisinage du centre peut être suivi :

- Ordre zéro : on note cette composante $B_0 \mathbf{u}_z$. Elle correspond à ce que l'on appelle le champ biais.
- Ordre un : les gradients selon z se compensent. Les gradients suivants x et y sont égaux et notés b' .
- Ordre deux : le seul terme important pour la suite est la courbure du champ suivant z , notée b'' .

On obtient ainsi dans cette configuration :

$$\mathbf{B}(x, y, z) \simeq \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_0 \end{pmatrix} + b' \begin{pmatrix} -x \\ y \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{b''}{2} \begin{pmatrix} C_x \\ C_y \\ z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

où les termes non explicites C_x et C_y assurent la validité des relations $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ et $\nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{0}$.

Un développement limité à l'ordre 2 du module du champ conduit à la forme quadratique suivante pour l'énergie potentielle :

$$U(x, y, z) = U_0 + \frac{1}{2}m\omega_{\perp}^2(x^2 + y^2) + \frac{1}{2}m\omega_z^2 z^2 \quad (3.4)$$

Les fréquences d'un piège Ioffe-Pritchard sont les suivantes :

$$\omega_{\perp} = \sqrt{\frac{\mu}{m} \left(\frac{b'^2}{B_0} - \frac{b''}{2} \right)} \quad (3.5)$$

$$\omega_z = \sqrt{\frac{\mu b''}{m}} \quad (3.6)$$

On peut donner quelques valeurs typiques : $B_0 = 1 \text{ G}$, $b' = 100 \text{ G.cm}^{-1}$, $b'' = 50 \text{ G.cm}^{-2}$, $\omega_{\perp}/(2\pi) = 127 \text{ Hz}$, $\omega_z/(2\pi) = 9 \text{ Hz}$. Comme ω_{\perp} est généralement nettement plus grand que ω_z , le piège est en forme de cigare.

Dans cette configuration le paramètre B_0 , facilement ajustable avec une paire de bobines supplémentaires en configuration Helmholtz, permet de changer le rapport d'aspect car il permet de changer ω_{\perp} sans changer ω_z .

Il y a différentes possibilités pour ce type de piège (voir figure 3.3) :

- (a) Configuration des Barres Ioffe [86] : les quatre barres créent un champ quadrupolaire et une paire de petites bobines en configuration Helmholtz est utilisée pour la courbure.
- (b) Trois bobines identiques branchées en série (voir également figure 3.1) [87] : la paire de bobine crée un champ quadrupolaire et la troisième bobine fixe la courbure. Par construction, le champ biais est relativement élevé (100 G). Il doit donc être compensé pour comprimer le piège par une paire de bobines Helmholtz.
- (c) Configuration QUIC [88] : elle ressemble à la configuration à trois bobines identiques sauf que la bobine de la courbure est plus petite. L'avantage de cette configuration est que le champ biais est automatiquement faible donc la paires de bobines Helmholtz supplémentaire n'est pas nécessaire. Le désavantage est que le centre du piège est déplacé vers la petite bobine et n'est plus centré par rapport à la paire de bobines quadrupolaires.
- (d) Configuration du trèfle à quatre feuilles [89] : l'accès optique est libre dans un plan car les bobines de courbure (paire en configuration Helmholtz) sont dans le même axe que les bobines de gradients (les trèfles).

Le piège TOP

Le piège TOP («Time-averaged Orbiting Potential») a été proposé la première fois par le groupe de Boulder en 1995 [90]. Ce piège est constitué par un piège quadrupolaire auquel on ajoute dans le plan transverse un champ tournant à la fréquence $\omega_{\text{rot}}/(2\pi)$. Cette dernière est choisie petite devant la fréquence de Larmor $\omega_L/(2\pi)$ pour ne pas provoquer de transitions non-adiabatiques. On fait ainsi tourner le zéro de champ magnétique.

$$B_{\text{TOP}} = B_{\text{quad}} + B_0(t) = \begin{pmatrix} -b'x \\ -b'y \\ 2b'z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} B_0 \cos(\omega_{\text{rot}}t) \\ B_0 \sin(\omega_{\text{rot}}t) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

Si on choisit $\omega_{\text{rot}}/(2\pi)$ grande devant les fréquences d'oscillation, les atomes ne sont pas entraînés par le potentiel tournant, mais évoluent dans le potentiel moyen. Soit au voisinage du minimum du module du champ magnétique :

$$U(x, y, z) = \mu \langle |B| \rangle_{\text{rot}} \simeq \mu B_0 + \frac{1}{2} m \omega_{\perp}^2 (x^2 + y^2 + 8z^2) \quad (3.8)$$

avec comme fréquences de piégeage :

$$\omega_{\perp} = \sqrt{\frac{\mu b'^2}{2mB_0}} \quad (3.9)$$

$$\omega_z = 2\sqrt{2}\omega_{\perp} \quad (3.10)$$

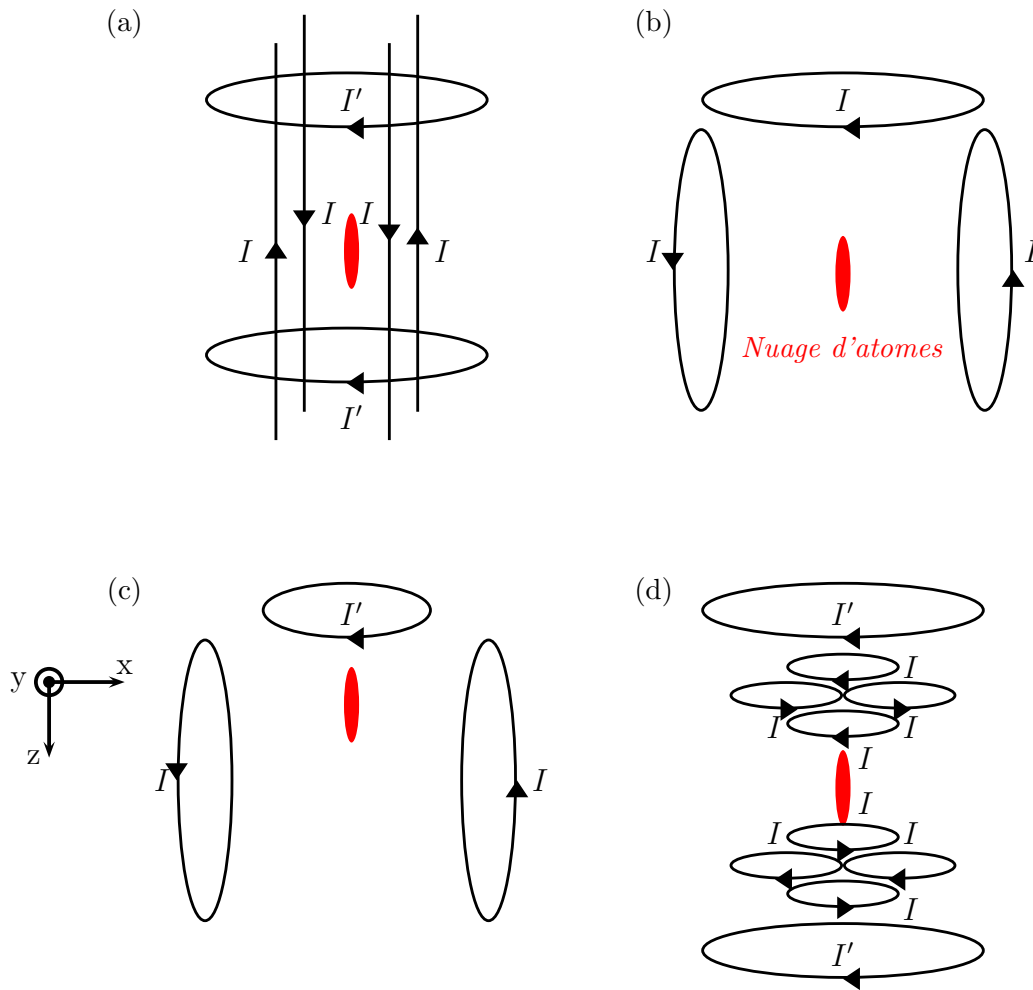


FIGURE 3.3 – Différentes configurations de pièges Ioffe-Pritchard : (a). Configuration avec 4 barres et deux bobines de courbure en configuration Helmholtz. (b). Configuration avec trois bobines identiques (ancienne expérience). (c). Configuration QUIC avec une petite bobine permettant d'avoir un champ biais faible. (d). Configuration «trèfle à quatre feuilles» qui a l'avantage de libérer l'accès optique dans un plan parallèle aux bobines.

Le piège est donc en forme de «crêpe» avec un rapport d'aspect bien déterminé de $2\sqrt{2}$. Les ordres de grandeur typiques sont : $B_0 = 10$ G, $b' = 100$ G.cm $^{-1}$, $\omega_{\perp}/(2\pi) = 26$ Hz, $\omega_z/(2\pi) = 74$ Hz, $\omega_{\text{rot}}/(2\pi) = 10$ kHz, $\omega_L/(2\pi) = 14$ MHz. Le rayon du cercle parcouru par le centre du quadrupole est $R_{\text{Mort}} = B_0/b' = 1$ mm. Un atome qui traverse ce cercle est perdu par transitions non-adiabatiques.

Pièges magnétiques particuliers

Des pièges Ioffe-pritchard plus particuliers avec certaines astuces technologiques permettent d'avoir des gradients et des courbures plus importants que les valeurs classiques. Un premier exemple de piège utilise un électro-aimant partiellement ferromagnétique activé par une bobine d'excitation [91]. Cette méthode permet des forts gradients avec des courants raisonnables (830 G.cm $^{-1}$ avec 60 A). Le gros désavantage de cette méthode est la présence de champs résiduels qui doivent être compensés par des bobines supplémentaires car le champ de l'aimant

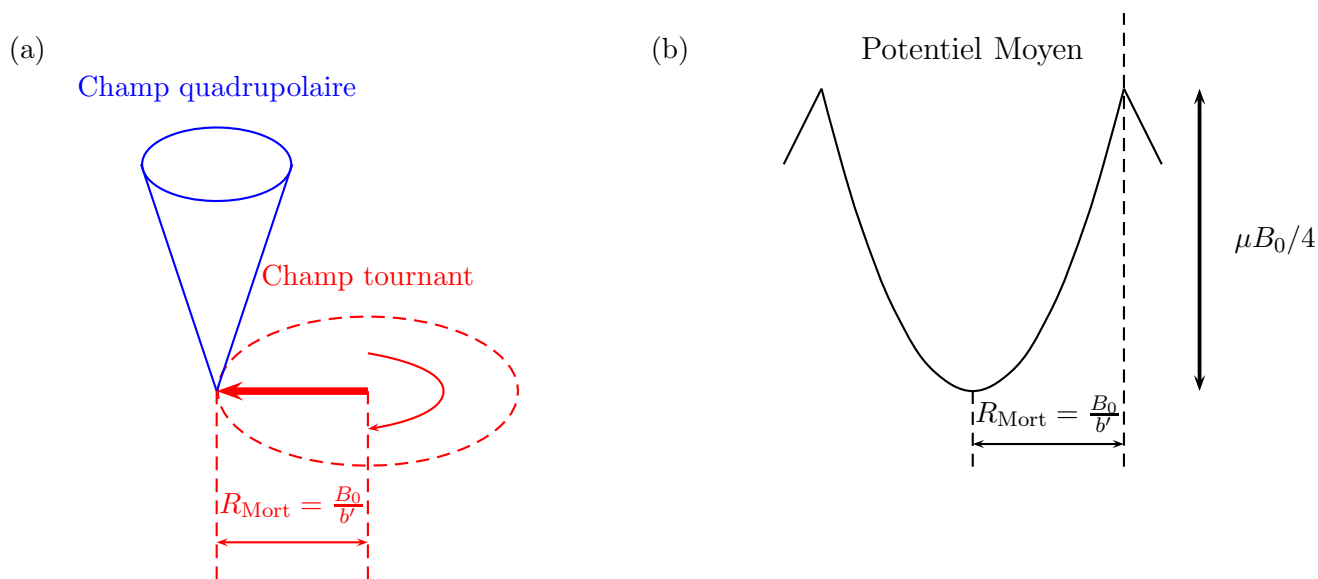


FIGURE 3.4 – Principe du TOP. (a) Le champ tournant fait déplacer le piège quadrupolaire sur un cercle de rayon R_{Mort} . (b) Les atomes, situés au centre du cercle ne voient que le potentiel moyen. La profondeur du piège est $\mu B_0/4$ (typiquement $170 \mu\text{K}$).

ne s'éteint pas parfaitement. Cela rend le montage compliqué. De plus, la bobine d'excitation doit de toute manière être refroidie à eau.

Un autre exemple consiste à construire un piège millimétrique [92]. Comme celle-ci varie en I/d^3 , réduire la taille du piège d'un ordre de grandeur permet une forte courbure. Des configurations nouvelles de Ioffe telles que des crêpes ou des pièges sphériques peuvent être réalisées. Cependant, une difficulté technique de ce type de piège est le placement des bobines de typiquement 3 mm de diamètre à l'intérieur de la cellule ultra-vide. Il va sans dire que cette configuration réduit de manière non négligeable l'accès optique.

Des configurations originales peuvent aussi être réalisées dans une configuration TOP. Une première méthode consiste à faire tourner le champ en dehors du plan classique, soit dans le plan perpendiculaire (dans le groupe de Bill Phillips au NIST), soit dans les trois dimensions (le zTOP [93]). Dans les deux cas, la géométrie peut être facilement modifiée et s'écarter de la «crêpe» classique de rapport d'aspect $2\sqrt{2}$.

Une expérience plus compliquée qui mélange les deux principes de piège ouvre des perspectives intéressantes, comme un piège en anneau [94]. Le principe du TORT (Time orbiting ring trap) est le suivant : tout d'abord un anneau quadrupolaire est formé en superposant un champ biais homogène créé par une grande paire de bobines Helmholtz et un champ de forte courbure créé par une petite paire de bobines Helmholtz. Les courants des deux paires de bobines sont modulés : modulation du champ biais pour mouvement dans le plan horizontal et modulation d'un champ quadrupolaire (dissymétrisation de la paire Helmholtz) pour le mouvement dans l'axe. À la manière d'un TOP, le zéro annulaire du quadrupole est mis en rotation autour de sa position centrale dans le plan vertical.

Évaporation dans un piège magnétique

L'objectif est de comprendre, avec un raisonnement simple, les conditions pour atteindre le régime d'emballlement. Notons $\eta = \frac{U}{k_B T}$ où U est la profondeur du potentiel. Pour fixer les idées nous allons considérer le cas où η est constant. Ceci peut être réalisé expérimentalement en abaissant continûment la hauteur du potentiel U . On réalise ce que l'on appelle une évaporation forcée. Concrètement, le choix de la valeur de η dépend de nombreux paramètres : les pertes, le gain nécessaire dans l'espace des phases pour atteindre la dégénérescence... La valeur à choisir sera également différente si on veut condenser très vite ou si l'on veut minimiser le nombre d'atomes perdus. La troncature du piège est réalisée expérimentalement à l'aide d'une onde radio-fréquence dont la fréquence est abaissée quand on veut abaisser U . La densité dans l'espace des phases en fonction du nombre d'atomes et la température est la suivante :

$$D = N \left(\frac{\hbar\omega}{k_B T} \right)^3 \quad (3.11)$$

L'autre paramètre important est le taux de collisions qui dépend du nombre d'atomes, de la température et de la raideur du piège ω :

$$\gamma = \frac{1}{2} n_0 \sigma_0 \langle v \rangle = \frac{N \sigma_0 \omega^3 m}{2\pi^2 k_B T} \quad (3.12)$$

où la moyenne de la norme de la vitesse des molécules vaut :

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} \quad (3.13)$$

et σ_0 est la section efficace de collision et vaut $8\pi a^2$, où a est la longueur de diffusion en onde s.

Considérons un piège harmonique dont la fréquence de piégeage ω est constante. La variation d'énergie des atomes piégés est la suivante :

$$dE = dN (U + \kappa k_B T) \quad (3.14)$$

L'énergie $\kappa k_B T$ représente l'énergie moyenne d'une particule évaporée, en excès du seuil d'évaporation U . Le coefficient positif sans dimension κ se calcule sans difficulté en fonction de η , et on montre qu'il est de l'ordre de 1. La conservation d'énergie et l'équation 3.14 nous permettent de déduire une relation entre la variation de la température et celle du nombre d'atomes :

$$\frac{dT}{T} = \left(\frac{\eta + \kappa - 3}{3} \right) \frac{dN}{N} \quad (3.15)$$

On a donc comme évolution de la densité dans l'espace des phases au cours de l'évaporation :

$$\frac{dD}{D} = \frac{dN}{N} - 3 \frac{dT}{T} = (4 - (\eta + \kappa)) \frac{dN}{N} \quad (3.16)$$

et l'évolution du taux de collisions pendant l'évaporation :

$$\frac{d\gamma}{\gamma} = \frac{dN}{N} - \frac{dT}{T} = \left(2 - \frac{\eta + \kappa}{3} \right) \frac{dN}{N} \quad (3.17)$$

Si $\eta + \kappa \geq 6$, le nombre de collisions et la densité dans l'espace des phases augmentent au cours de l'évaporation. Le régime d'emballlement est donc atteint.

3.2.2 Piège optique

Lors de la phase de conception du nouveau dispositif expérimental, nous avons envisagé une alternative possible à un piège magnétique classique, le piège dipolaire, dont le principe consiste à capturer les atomes au point de focalisation d'un faisceau laser. Ce paragraphe présente les avantages et les inconvénients d'un tel piège par rapport à un piège magnétique.

Lors de la réalisation des premiers condensats, l'évaporation était réalisée dans un piège magnétique. Cette technique qui est devenue classique possède cependant des inconvénients. Différentes difficultés compliquent le montage : nécessité de refroidir les bobines, remplacement délicat des bobines en cas de panne... Pour certains types de piège, l'encombrement et la complexité des bobines créant le champ magnétique peuvent limiter l'accès optique. Pour certains atomes, il s'avère même impossible d'utiliser un piège magnétique. Par exemple, pour le Césium, les pertes dues à des collisions inélastiques sont trop importantes. Pour l'état $|F = 4, m_F = 4\rangle$, des collisions inélastiques² semblent conduire à la formation d'atomes très énergétiques devant la profondeur du piège magnétique. Pour l'état $|F = 3, m_F = -3\rangle$, ce sont des collisions dépolarisantes qui empêchent d'atteindre la condensation de Bose-Einstein (voir la thèse de David Guéry-Odelin [95]). Le piège optique est nécessaire également pour l'Ytterbium car l'absence de spin ne permet pas de piéger ces atomes avec un champ magnétique.

C'est la simplicité, tout du moins dans le principe, du piège dipolaire mais aussi l'accès optique naturellement excellent en raison de l'absence de bobines qui nous a amené à considérer cette alternative pour réaliser des condensats.

Principe du piège dipolaire

On considère le modèle de l'atome à deux niveaux. Si l'approximation du champ tournant est valable (quand le désaccord est petit devant la fréquence du laser $\delta \ll \omega_L$)³ et si la puissance du laser ne sature pas la transition atomique (le paramètre de saturation vérifiant $s \ll 1$), le potentiel créé par le laser est le suivant :

$$U(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\Omega(\mathbf{r})^2}{4\delta} = \frac{\hbar\Gamma^2}{8\delta} \frac{I(\mathbf{r})}{I_S} \quad (3.18)$$

où Ω est la pulsation de Rabi. L'énergie potentielle vue par les atomes est donc proportionnelle à l'intensité du faisceau laser. Si la longueur d'onde d'émission du laser est décalée dans le rouge par rapport à la transition atomique ($\delta < 0$), les atomes sont piégés au minimum du potentiel correspondant au maximum de l'intensité.

Notons que la force dipolaire peut être utile pour créer des potentiels plus complexes comme les réseaux optiques par exemple. On peut créer facilement un profil sinusoïdal d'intensité en faisant interférer deux faisceaux laser. Avec trois paires de faisceaux, on peut créer un réseau en 3 dimensions.

Taux de chauffage par émission spontanée

On constate en observant l'équation 3.18 que l'on a intérêt à choisir un désaccord pas trop grand pour avoir un piège profond. Si le désaccord est faible, le revers de la médaille est la présence d'un taux de chauffage (équation 3.20) dû à l'émission spontanée (3.19). La probabilité d'émettre spontanément un photon est la suivante :

$$\gamma_{\text{spont}} = \Gamma \frac{\Omega^2}{4\delta^2} \quad (3.19)$$

²Ces collisions entraînent un basculement dans l'état hyperfin inférieur (de $F=4$ à $F=3$).

³Cette condition n'est pas toujours réalisée, en particulier dans le cas d'un laser CO_2 dont la longueur d'onde est à $10 \mu\text{m}$!

L'échauffement est proportionnel au produit du taux d'émission par l'énergie de recul gagnée par l'atome après l'émission du photon :

$$\frac{dE}{dt} = \gamma_{\text{spon}} \frac{\hbar^2 k^2}{m} \quad (3.20)$$

Une application numérique permet de se faire une idée de l'importance de ce chauffage. L'énergie de recul pour d'un atome de rubidium vaut $E_R = 180$ nK. Une profondeur de puits raisonnable est $\hbar\Gamma$, égale à quelques fois la température du nuage atomique après le piège magnéto-optique et la mélasse⁴ :

$$U = \frac{\hbar\Omega^2}{4\delta} = \hbar\Gamma \quad (3.21)$$

d'où $\Omega^2 = 4\Gamma\delta$ et :

$$\gamma_{\text{spon}} = \frac{\Gamma^2}{\delta} \quad (3.22)$$

Si on prend comme exemple le laser le plus répandu, le YAG émettant à 1064 nm (le désaccord vaut donc $\delta = 10,2 \cdot 10^{13}$ Hz), on obtient $\gamma_{\text{spon}} = 2,2$ photons.s⁻¹ et un chauffage de 800 nK.s⁻¹. Il est nécessaire que cette échauffement reste inférieur au refroidissement due à l'évaporation pour pouvoir refroidir le nuage atomique.

Géométrie du piège dipolaire

Le principe du piège dipolaire est très simple : il suffit de focaliser un faisceau laser et les atomes seront piégés au point de focalisation du faisceau (voir (a) de figure 3.5). Le waist du faisceau w_0 est généralement grand devant la longueur d'onde λ , et la longueur de Rayleigh $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ est alors grande devant w_0 . On verra par la suite que le confinement transverse est lié au waist alors que le confinement longitudinal est lié à z_R . En conséquence, le piège est allongé dans la direction de la propagation du faisceau. Cependant, une autre configuration possible est de réaliser le piège dipolaire avec deux faisceaux laser qui se croisent (voir (b) de figure 3.5). Le confinement selon la propagation d'un des deux faisceaux est dû principalement au profil transverse de l'autre faisceau. Le piège peut alors être quasi-sphérique. La difficulté majeure de la configuration à deux faisceaux est de contrôler précisément le croisement des faisceaux, car le moindre décalage modifie profondément la forme du piège.

Par la suite, nous allons considérer le cas simple à un seul faisceau. Si le waist du faisceau est nettement supérieur à la taille du nuage d'atomes, on peut considérer que le potentiel vu par les atomes est harmonique :

$$U(r) = -U_0 e^{-2r^2/w_0^2} \approx 2U_0 \frac{r^2}{w_0^2} + \text{Cste} = \frac{1}{2} m \omega_{\perp}^2 r^2 + \text{Cste} \quad (3.23)$$

On en déduit la raideur transverse du piège :

$$\omega_{\perp} = \sqrt{4 \frac{U_0}{m w_0^2}} \quad (3.24)$$

La profondeur du piège doit être égale à $U_0 = \hbar\Gamma$ pour capturer la majorité des atomes du PMO. Cette condition donne une limite inférieure sur l'intensité et donc une limite supérieure sur le waist, l'idée étant de trouver le compromis entre un piège profond et un piège large pour capturer le plus grand nombre d'atomes. Pour avoir le U_0 voulu, l'intensité vaut :

$$I = I_S \frac{2\Omega^2}{\Gamma^2} = 8I_S \frac{\delta}{\Gamma} \quad (3.25)$$

⁴Les mécanismes de refroidissement subDoppler permettent en principe d'obtenir des températures plus basses, mais en pratique ces mécanismes ne sont pas très efficaces pour les gros nuages d'atomes.

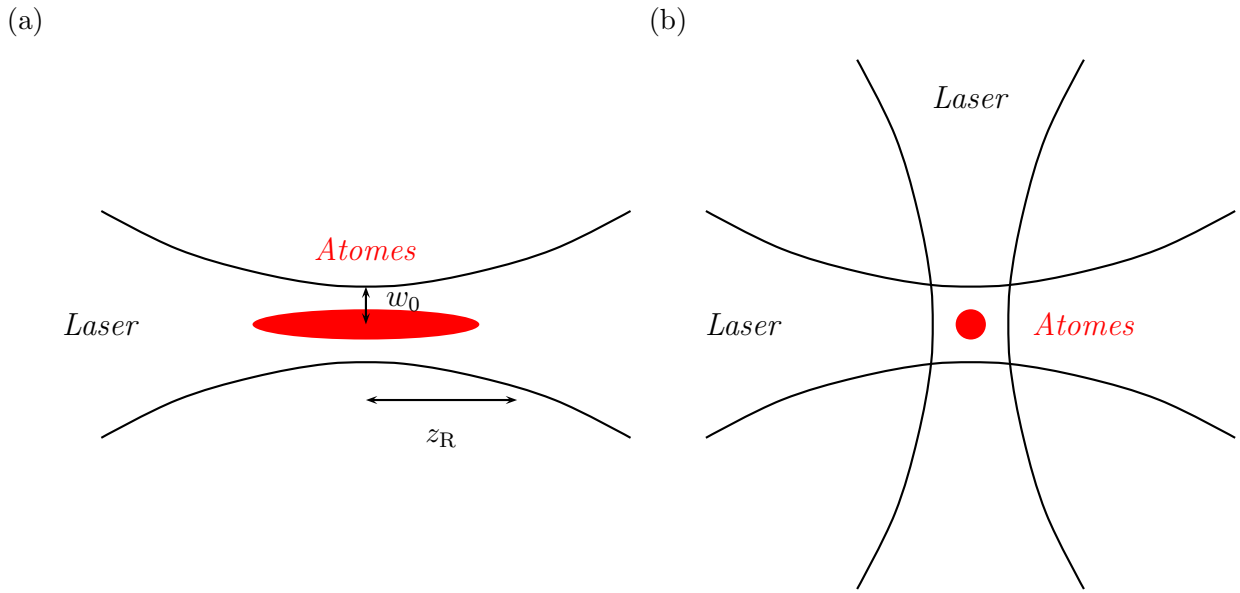


FIGURE 3.5 – (a). Piège dipolaire avec un faisceau : les atomes sont piégés au niveau du point de focalisation du faisceau. (b). Piège dipolaire avec deux faisceaux : possibilité de faire des pièges quasi-sphériques.

Considérons le cas d'un laser YAG. L'intensité voulue est $I = 2 \cdot 10^5 \text{ W.cm}^{-2}$. Si on a typiquement 10 watts de puissance laser, le waist correspondant vaut $w_0 = 56 \mu\text{m}$ ce qui donne un confinement transverse de $\omega_{\perp}/(2\pi) = 933 \text{ Hz}$.

Le confinement longitudinal avec la configuration un seul faisceau est le suivant :

$$U(z) = -U_0 \frac{w_0^2}{w(z)^2} = \frac{-U_0}{1 + (\frac{z}{z_R})^2} \approx -U_0 + U_0 \frac{z^2}{z_R^2} \quad (3.26)$$

où $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ est la longueur de Rayleigh.

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{m z_R^2}} = \frac{\lambda}{\pi w_0^2} \sqrt{\frac{2U_0}{m}} \quad (3.27)$$

Pour un YAG de 10 watts, on obtient $\omega_{\perp}/(2\pi) = 2,9 \text{ Hz}$.

Evaporation dans un piège dipolaire

La profondeur du piège est abaissée en diminuant l'intensité du laser. On réduit également la raideur du piège et l'hypothèse de ω constant n'est généralement pas valable dans un piège optique (terme en gras dans les équations 3.28 et 3.33, voir réf. [96]). Nous allons voir que cela a pour conséquence d'empêcher d'atteindre le régime d'emballement. La variation d'énergie des atomes piégés est en fait la suivante :

$$dE = dN (U + \kappa k_B T) + \frac{dU}{U} \frac{E}{2} \quad (3.28)$$

où le terme supplémentaire par rapport à un piège magnétique $\frac{dU}{U} \frac{E}{2}$ correspond à la variation d'énergie potentielle des atomes piégés quand la profondeur du piège est modifiée. Comme $\eta =$

$\frac{U}{k_B T}$ est constant, on a :

$$\frac{dU}{U} = \frac{dT}{T} \quad (3.29)$$

d'où :

$$\frac{dE}{E} = \frac{dN}{N} \left(\frac{\eta + \kappa}{3} \right) + \frac{dT}{2T}. \quad (3.30)$$

Avec la conservation d'énergie et l'équation 3.30, on peut relier la température et le nombre d'atomes :

$$\frac{dT}{T} = 2 \left(\frac{\eta + \kappa - 3}{3} \right) \frac{dN}{N}. \quad (3.31)$$

L'équation de densité dans l'espace des phase D revient au même que pour un piège magnétique :

$$\frac{dD}{D} = \frac{dN}{N} + \frac{3}{2} \frac{dU}{U} - 3 \frac{dT}{T} = (4 - (\eta + \kappa)) \frac{dN}{N}. \quad (3.32)$$

La décompression du piège ne change pas le nombre d'atomes perdus nécessaire pour gagner la même quantité sur la densité dans l'espace des phases. Par contre, la variation du taux de collisions au cours de l'évaporation est modifiée :

$$\frac{d\gamma}{\gamma} = \frac{dN}{N} - \frac{dT}{T} + \frac{\mathbf{3} \, d\mathbf{U}}{\mathbf{2} \, \mathbf{U}} = \left(\frac{\eta + \kappa}{3} \right) \frac{dN}{N} \quad (3.33)$$

A cause de la décompression du piège, le taux de collisions diminue obligatoirement au cours de l'évaporation, et le régime d'emballement n'est donc pas atteint. Le terme en gras correspond à la diminution de la raideur quand on change la profondeur du piège ($\omega \propto \sqrt{U}$ d'après l'équation 3.24). En conséquence, cela nécessite un certain effort pour réussir à condenser. Il faut en effet commencer avec une relativement haute densité dans l'espace des phases et un fort taux de collisions élastiques (voir équation 3.12). Il est possible de compenser la diminution de la fréquence de piégeage en déplaçant la lentille de focalisation pour focaliser plus le faisceau (voir Weiss [97]), mais ceci complique le montage.

Principaux lasers utilisables pour un piège dipolaire

Il est nécessaire d'avoir à la fois un waist large et un piège profond pour capturer un grand nombre d'atomes. Il faut donc un laser monomode transverse avec une puissance élevée. Lors de notre étude, nous avons envisagé différents types de lasers possédant ces caractéristiques :

- **Les lasers Nd :YAG (réf. [97] et [98])** : Le laser le plus standard. Nous avons choisi celui-ci pour nos applications numériques. La longueur d'onde d'émission d'un laser Nd :YAG vaut $1,06 \mu\text{m}$. La puissance typique est de l'ordre d'un dizaine de watts, même si aujourd'hui certains modèles peuvent aller jusqu'à 50 W.
- **Les lasers CO_2 (réf. [99] et [100])** : la longueur d'onde d'émission d'un laser CO_2 vaut $10 \mu\text{m}$. Le désaccord est suffisamment important pour que l'émission spontanée soit négligeable et pour que ce soit la polarisabilité quasi-statique qui entre en jeu dans le potentiel vu par les atomes. De plus les puissances accessibles sont très grandes (typiquement 1 kW) ce qui compense le fort désaccord pour la profondeur du piège. Cependant, il faut noter que l'optique pour des longueurs de l'onde de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ n'est pas courante ce qui entraîne des difficultés techniques.
- **Laser fibré dopé à l'Ytterbium** : la longueur d'onde d'émission d'un laser fibré dopé à l'ytterbium est de l'ordre du micron, et la puissance typique peut atteindre des valeurs très élevées (plusieurs centaines de Watts).

- **Système laser à configuration MOPA** : un système formé d'une diode laser pompant un amplificateur MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) externe peut délivrer une puissance raisonnable (1 W) tout en ayant l'avantage de pouvoir être accordable et proche de résonance. Attention néanmoins au chauffage dû à l'émission spontanée (voir équation 3.20) si on veut faire des pièges profonds avec ce type de laser.

Bilan sur les pièges optiques

Le piège optique est obligatoire pour condenser certaines espèces comme le césium ou l'ytterbium. Pour un atome classique comme le rubidium, le principal avantage du piège optique est de pouvoir condenser beaucoup plus rapidement que dans un piège magnétique, typiquement en quelques secondes.

Le tableau 3.6 récapitule les principales expériences de condensation de Bose-Einstein de rubidium dans un piège dipolaire réalisées par différents groupes de recherche. Dans tous les cas, il s'agit d'un piège croisé avec deux faisceaux laser, d'où le 2x dans la ligne puissance.

	Chapman [99]	Weiss [97]	Weitz [100]	Oberthaler [98]
Laser	CO ₂	YAG	CO ₂	YAG
Puissance	2x12W	2x3,1W	2x12W	2x500mW
Waist (en μm)	50 μm	300 $\mu\text{m} \rightarrow$ 50 μm	35 μm	60 μm
D initial	5 10^{-3}	2 10^{-3}	2 10^{-3}	3 10^{-2}
γ initiale (s^{-1})	12 10^3	3,6 10^3	7 10^3	
N_0	3,5 10^4	2,5 10^5	10^4	3 10^4

FIGURE 3.6 – Tableau récapitulant les principales expériences de condensat de Bose-Einstein dans un piège dipolaire

Nous pouvons faire quelques remarques générales sur ces expériences. Tout d'abord, comme nous l'avons signalé précédemment, les conditions initiales sont bien meilleures comparées à une expérience standard avec piège magnétique : la densité dans l'espace des phases est typiquement supérieure de trois ordres de grandeur et le taux de collisions initial est supérieur de deux ordres de grandeur. Différentes méthodes permettent d'optimiser le chargement du piège optique. Chapman [99] et Weitz [100] chargent directement leur PMO en présence du piège optique. Une courte phase de PMO où l'intensité du repompeur est fortement atténuée et le désaccord des faisceaux du PMO fortement augmenté permet d'optimiser le chargement du piège optique et d'obtenir des densités 10 fois supérieures à celles obtenues dans les expériences classiques avec piège magnétique. Weiss [97] réalise un refroidissement laser préalable dans un réseau optique.

Ensuite, le nombre d'atomes dans le condensat est généralement de l'ordre de 10^4 , ce qui peut être suffisant pour des expériences à petit nombre d'atomes mais ce ne l'est pas forcément pour notre projet. Weiss [97] peut atteindre 10^5 atomes, mais avec certaines complications comme le fait de changer le waist des faisceaux (d'où les deux valeurs dans le tableau 3.6) pour limiter la diminution de la raideur du piège et donc la chute du taux de collisions pendant l'évaporation.

Il y a en plus certains inconvénients pratiques. Le compromis entre le waist et la profondeur du puits pour capturer un nombre d'atomes important oblige à utiliser des lasers très puissants dont l'usage demande d'importantes précautions. De plus, certaines imperfections du piège sont inévitables à cause de l'imperfection du profil du faisceau : des défauts de l'ordre de la longueur d'onde optique peuvent être causés par des poussières sur les optiques et les aberrations de ces dernières rendent la forme du faisceau difficile à contrôler. Enfin, l'alignement des faisceaux et les fréquences du piège doivent être constamment vérifiés alors qu'un piège magnétique est robuste.

Actuellement, un piège optique performant demande beaucoup d'efforts et est plus compliqué

que la technologie du piège magnétique qui est aujourd'hui parfaitement maîtrisée. De plus, le piège magnétique, dont les bobines sont situées à quelques centimètres des atomes, ne possède pas de défaut significatif à l'échelle du nuage atomique. Nous choisissons donc la solution du piège magnétique.

3.2.3 Les puces à atomes

Bien que cette technique ne présente pas les garanties pour le genre d'expérience que nous voulons réaliser, notamment du point de vue de l'accès optique, elle est néanmoins suffisamment intéressante pour être mentionnée. Des atomes froids peuvent être piégés et guidés avec des champs magnétiques créés par des fils de taille micrométrique déposés sur des surfaces. Ces systèmes constituent un pas vers la miniaturisation et l'industrialisation des expériences des condensats. Il est possible de construire des appareils compacts et transportables [101]. Grâce aux nombreuses possibilités de réalisation de microstructures, il est même permis de faire de l'optique atomique intégré [102] : des guides en Y (lame séparatrice), des coupleurs (effet tunnel entre deux guides d'ondes). On peut aller également vers des structures plus complexes : réseaux magnétiques, tapis roulant... Outre cet aspect technologique, ils présentent certaines caractéristiques pour faire de la physique intéressante. Une large variété de pièges peut être générée relativement facilement comme des doubles puits dans le but de réaliser des expériences d'oscillations de Josephson. La géométrie du piège est généralement facile à changer : il suffit de jouer sur un courant ou un champ biais et on peut ainsi par exemple couper un condensat en deux [103]. Une autre méthode pour créer un double puits utilisant les potentiels habillés a été réalisée sur puce [104]. D'autres expériences intéressantes ont été réalisées sur puce comme la mise en évidence de la force de Casimir-Polder qui consiste à étudier l'interaction des atomes froids avec la surface de la puce elle-même [105].

Un autre avantage des puces d'un point de vue de la condensation est de pouvoir facilement atteindre un très fort confinement (de un à quelques kHz dans la direction la plus confinante) avec des courants faibles. L'efficacité courant/gradient est très élevée car les atomes sont piégés très près des fils, typiquement une centaine de microns. Si on compare à l'échelle centimétrique d'une expérience classique, les puces ont logiquement une efficacité 100 fois supérieure, typiquement $100 \text{ G.cm}^{-1}.\text{A}^{-1}$ par rapport à nos $1 \text{ G.cm}^{-1}.\text{A}^{-1}$. Cela permet d'avoir des taux de collisions importants et donc une évaporation efficace ce qui permet d'atteindre le régime de dégénérescence facilement et rapidement. De plus, du fait du fort confinement naturel des pièges magnétiques sur puce, ces dernières semblent un outil adapté à la physique à basse dimension (1D, voire 2D).

Bien que cette technologie soit prometteuse, des inconvénients techniques apparaissent naturellement. Nous recherchons principalement un bon accès optique qui est par définition limitée par la présence de la puce elle-même. Ensuite les défauts de rugosité des fils, du fait de la proximité des atomes, impriment directement une rugosité du potentiel magnétique ce qui entraîne, en plus d'une inhomogénéité, un chauffage et une perte d'atomes. Même si des méthodes pour lisser le piège existent (par exemple en modulant le champ [106]), ce désordre naturel peut être fortement nuisible pour des systèmes de basse dimension qui sont particulièrement susceptibles aux défauts. De plus l'interaction avec la surface de la puce, même si cela peut être une étude en elle-même de la force attractive de Casimir-Polder, peut être nuisible à l'étude de notre système que nous voulons le plus isolé possible. Différents types de problèmes apparaissent : absorption et évaporation des atomes, et fluctuations du champ entraînant des retournements de spin... Enfin, le nombre d'atomes est généralement faible (quelques 10^4) pour les expériences où le PMO est fait sur puce. Les efforts pour développer une méthode de fabrication de la puce est un argument supplémentaire pour notre décision de nous porter vers une expérience macroscopique plus classique.

3.3 Les choix techniques

Après avoir défini les grandes lignes de l'expérience, il s'agit maintenant d'expliquer et justifier nos choix techniques.

Le piège magnétique

Nous choisissons de nous laisser l'opportunité de faire deux configurations de pièges : une configuration TOP ou une configuration du type Ioffe-Pritchard. On a vu précédemment que les deux pièges présentent des géométries différentes. De manière naturelle, le piège Ioffe-Pritchard a une forme de cigare alors que le TOP a une forme de crêpe. Chaque géométrie peut avoir son avantage en fonction de l'étude que l'on veut réaliser.

Nous choisissons une des configurations les plus simples du type Ioffe-Pritchard qui permet d'avoir un bon accès optique ((c) de la figure 3.3) avec une petite bobine, dite de courbure, perpendiculaire au plan des bobines du champ quadrupolaire. Il faut noter que notre configuration Ioffe-Pritchard n'est pas un véritable QUIC. Dans celui-ci, le centre du piège Ioffe se décale de plusieurs millimètres vers la bobine de courbure par rapport au centre du piège quadrupolaire, ce qui peut poser problème pour l'alignement des faisceaux imageurs et des réseaux optiques éventuels. Le nuage d'atomes peut en effet se trouver très près du bord de la cellule. On calcule donc les caractéristiques des bobines de telle sorte que le centre du piège reste au centre de la cellule quand toutes les bobines sont parcourues par 50 A. En contre-partie, on perd l'avantage du QUIC de posséder la faible valeur (de l'ordre du gauss) du champ B_0 qui permet d'avoir naturellement un piège comprimé. Dans notre configuration, B_0 est de l'ordre de la centaine de Gauss. Pour avoir un piège comprimé, il est nécessaire en plus de compenser ce champ avec une paire de bobines Helmholtz supplémentaire.

Nous avons également la possibilité de faire un TOP : le champ tournant est créé par quatre petites bobines posées sur un cube en PVC juste assez large pour passer autour de la cellule (voir figure 3.7). C'est un champ d'amplitude assez faible, typiquement 10 G. Dans cette configuration, deux petites bobines en haut et en bas (appelées bonus) peuvent servir à faire une rotation du champ en dehors du plan classique. Le facteur d'anisotropie fixe de $2\sqrt{2}$ peut être modifié si on autorise le champ tournant à sortir du plan horizontal (voir zTOP de Foot). Une autre possibilité intéressante du TOP est de moduler le champ tournant pour faire des pièges un peu plus exotiques. Par exemple, créer un piège anisotrope tournant pour mettre en rotation le condensat.

Nous pouvons installer l'une ou l'autre configuration sur l'expérience. Dans un premier temps, nous nous tournons vers la solution TOP car elle semble plus adaptée à nos études de rotation rapide. Néanmoins la possibilité de remplacer aisément ce piège par un piège du type Ioffe-Pritchard dans le futur a été prise en compte si le besoin s'en fait sentir.

Enfin, notons que nous avons deux paires de bobines pour le champ quadrupolaire du piège magnétique, ce qui nous permet d'avoir un plus fort gradient. On peut aisément atteindre des gradients de 300 G.cm^{-1} avec 50 A circulant dans les bobines. Un piège plus comprimé permet d'augmenter le nombre de collisions et d'avoir une évaporation plus efficace. Si le champ tournant est de 10 G, on obtient des fréquences de piège de $\omega_{\perp}/(2\pi) = 39 \text{ Hz}$ et $\omega_z/(2\pi) = 110 \text{ Hz}$.

3.3.1 La source d'atomes

Le piège magnétique étant non-dissipatif, il ne peut capturer aucun atome. Il est donc nécessaire de les capturer au préalable dans un piège magnéto-optique qui, lui, est dissipatif. Différents moyens existent pour charger ce PMO de capture.

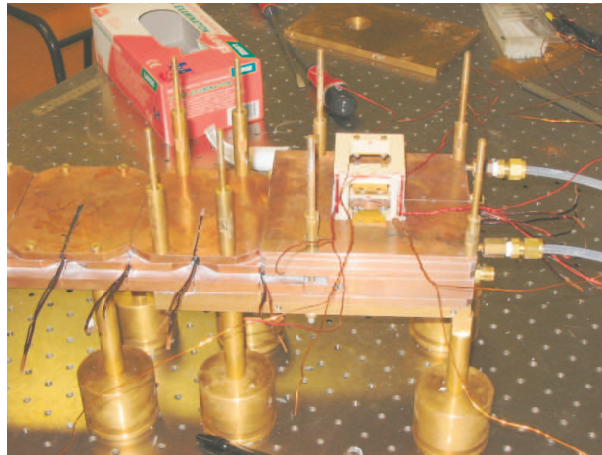


FIGURE 3.7 – Couche inférieure de la fin du transport et du piège magnétiques. Sur le support en PVC sont disposées les bobines pour le champ tournant du piège magnétique.

Four et ralentisseur Zeeman

Un jet atomique peut être créé en plaçant du rubidium dans un four chauffé à 150°C . Cependant, pour avoir un jet d'atomes suffisamment lent pour piéger efficacement les atomes dans un piège magnéto-optique, il est nécessaire de ralentir le jet avec un ralentisseur Zeeman [107]. En sortie du ralentisseur, la vitesse typique du jet est de quelques dizaines de m.s^{-1} et le flux est 10^{11} atomes. s^{-1} [107]. Cette méthode, indispensable pour certaines espèces comme le Lithium, a permis de faire de gros condensats mais elle est assez lourde à mettre en place du point de vue technique. Elle est encombrante (la longueur typique d'un ralentisseur Zeeman est de l'ordre du mètre) et cela a tendance à doubler la taille du système à vide (avec les difficultés d'étuvage qui vont avec...).

PMO 2D

Cette technique permet de créer une source collimatée d'atomes [108], généralement à partir d'une vapeur. Il s'agit de créer un piège magnéto-optique dans deux dimensions avec deux paires de faisceaux et deux paires de bobines. Le champ magnétique créé est de la forme $b'(x \mathbf{e}_x - y \mathbf{e}_y)$, le jet se propageant suivant z . Les performances sont similaires à un ralentisseur Zeeman avec une vitesse du jet typique de 50 m.s^{-1} et un flux de $6 \cdot 10^{10}$ atomes. s^{-1} [108]. La longueur typique est de 10 cm ce qui est nettement moins encombrant qu'un ralentisseur Zeeman.

Système à deux PMO

C'est la méthode de l'ancienne expérience (voir figure 3.1). Un premier PMO chargé à partir de vapeur de rubidium sert de source pour le PMO de capture. Pour passer du premier au deuxième PMO, on peut utiliser un faisceau pousseur. La présence obligatoire du PMO au niveau du condensat pour recapturer les atomes pose un problème d'accès optique.

PMO dans un entonnoir

On peut réaliser un piège magnéto-optique avec un seul faisceau qui se réfléchit sur les quatre faces d'un miroir pyramidal [109]. On peut facilement comprendre (voir figure 3.8) qu'à n'importe quelle position les six faisceaux classiques apparaissent avec les bonnes polarisations. Une ouverture au centre de la pyramide entraîne un déséquilibre des faisceaux pour les atomes

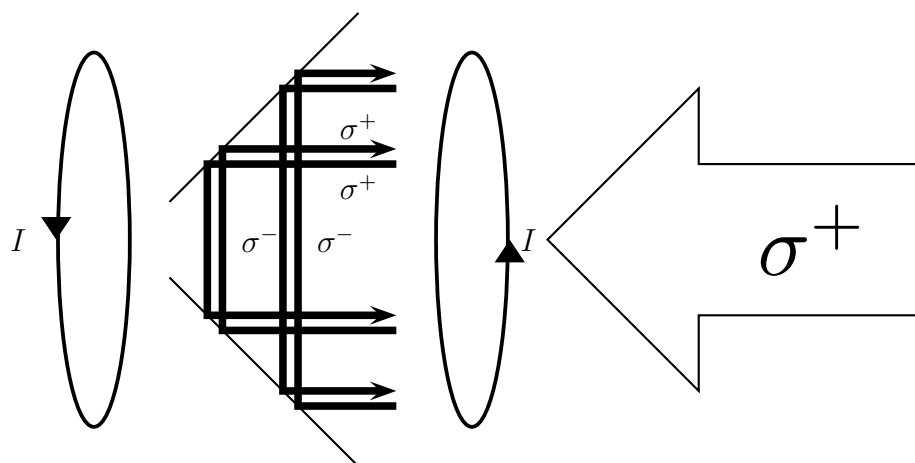


FIGURE 3.8 – PMO dans un miroir pyramidal. Un seul faisceau suffit. La convention de polarisation sur la figure correspond à la notation optique c'est-à-dire en fonction du sens de propagation du faisceau et non l'orientation du champ magnétique.

au centre et permet de créer une source d'atomes. Cette technique a l'avantage d'être simple (un seul faisceau, une seule lame quart d'onde) et robuste. Cette technique permet d'atteindre des flux typiques de quelques 10^9 atomes. s^{-1} . A l'instar de toutes les techniques de jet atomique, la présence d'un PMO au niveau du piège magnétique est nécessaire, ce qui nous pose un problème d'accès optique.

Désorption d'Atomes Induit par la Lumière (LIAD)

Le principe est de désorber des atomes déposés préalablement sur un substrat métallique grâce à de la lumière [110] : lampes UV à incandescence [101], LED, laser... La quantité de rubidium désorbée est proportionnelle à l'intensité lumineuse. Cette quantité peut être importante et le chargement du piège sera rapide. Le temps de chargement typique du PMO est de 65 ms (dans la référence [110]). Ensuite, le temps de retour à l'équilibre après un flash (sans piège) est typiquement de 100 ms (le rubidium se dépose sur les parois et est pompé par les pompes). La durée de vie des atomes piégés est alors longue : deux ordres de grandeur d'écart par rapport au moment du flash. Il existe un équilibre permanent avec la présence d'un peu de rubidium dans la chambre et les pressions typiques sont de l'ordre de $P = 2 \cdot 10^{-10}$ mbar [110]. Cette pression est relativement élevée et ne peut convenir que si la durée d'évaporation est courte, de l'ordre de quelques secondes. C'est le cas des expériences avec piège dipolaire ou puce atomique. Par contre il manque un ordre de grandeur pour les expériences avec piège magnétique où l'évaporation peut durer plus de 30 secondes.

Getter (ou dispenser)

On fait passer du courant (de quelques ampères) dans un fil, ce qui produit une réaction d'oxydo-réduction qui réduit le sel de rubidium déposé sur ce fil. Dans la référence [111], le getter est allumé dix minutes pour chaque journée de travail. Ce getter peut être combiné avec une paroi froide [112] qui sert à absorber le rubidium pour garder le vide inférieur à 10^{-10} mbar. Le PMO n'est pas chargé directement par le rubidium qui vient du getter, mais celui émis par

la paroi froide quand elle est moins refroidie. Le chargement du PMO dépend donc fortement de la température de cette paroi. Cela peut faire une source intéressante dans un système à une seule cellule.

Notre choix : Vapeur de Rubidium

Nous nous sommes portés pour notre part sur une vapeur de rubidium dans la chambre du PMO. Nous avons une réserve de rubidium (avec une vanne) que l'on peut chauffer pour évaporer le Rubidium déposé sur les parois. Il nous est permis de mettre plus ou moins de rubidium dans la chambre en fermant la vanne ou en chauffant plus ou moins. Le temps de réponse est de l'ordre d'une journée. C'est la solution la plus simple comparée à la présence d'un autre PMO ou d'un ralentisseur Zeeman. Une fois la chambre remplie de rubidium, il n'est pas nécessaire de l'utiliser tous les jours comme le dispenser. Le temps de chargement typique du PMO est de l'ordre de 5 secondes (voir chapitre 4).

3.3.2 Transport non dissipatif des atomes

Nous avons opté pour un système à deux étages avec une chambre pour le PMO et une cellule pour les expériences. Il s'agit maintenant de choisir le moyen de transport des atomes entre les deux parties du système, en sachant que la perte d'atomes et le chauffage du nuage doivent être minimisés.

Il est possible d'utiliser un piège dipolaire pour déplacer des nuages d'atomes froids : c'est le principe de la pince optique. Le groupe de Ketterle [107] utilise une pince optique pour déplacer leur condensat (ou un nuage juste au dessus de la température de dégénérescence) d'une chambre d'évaporation à une chambre d'expérience sur 44 cm avec une précision de quelques micromètres. La lentille de focalisation est placée sur une platine de translation de haute précision ce qui permet de déplacer le point de focalisation du laser. Comme nous l'avons vu précédemment pour les pièges optiques, le volume d'une pince est restreint. Par conséquent, l'utilisation de cette technique est bien adaptée pour des nuages déjà très froids mais ne permet pas de transporter un nuage d'atomes provenant directement d'un PMO (à moins de vouloir réaliser uniquement des petits condensats). Nous nous sommes donc tournés vers une solution purement magnétique. Une troisième méthode, utilisant un faisceau pousseur comme sur l'ancienne expérience, oblige à avoir un PMO de capture au niveau du piège magnétique, solution que nous avons éliminée pour assurer un accès optique optimum à la cellule d'expérience.

Il y a deux catégories de transport magnétique. A Boulder [111], le principe consiste à déplacer mécaniquement une seule paire de bobines à l'aide d'un moteur sur un système de rails. L'autre méthode développée pour la première fois à Munich, consiste à aligner une série de paires de bobines magnétiques. En jouant sur les courants des bobines, on peut déplacer le centre du piège correspondant au zéro du champ magnétique d'un bout à l'autre de la chaîne.

Nous avons choisi un transport magnétique entre la chambre du PMO et la cellule d'expérience selon la méthode de Munich [27] (voir chapitre 5). Pour des raisons de simplicité, notre transport est rectiligne. On choisit une configuration horizontale car on veut le gradient fort pour le transport dans l'axe vertical pour compenser au mieux la gravité.

3.4 Système d'imagerie

La méthode la plus classique pour détecter des atomes froids est l'imagerie par absorption. Il s'agit d'envoyer un faisceau résonnant sur les atomes qui vont diffuser une partie de la lumière. L'ombre des atomes est alors projetée sur une caméra avec un système d'imagerie.

Un point important du cahier des charges est la résolution de ce système d'imagerie. La résolution doit être excellente et tendre vers la détection d'atome unique pour la mise en évidence des états de Laughlin prédits dans le cadre de l'effet Hall quantique. L'objectif est d'atteindre une résolution de l'ordre du micron. Pour avoir une bonne résolution, il faut avoir une grande ouverture numérique. Quand le système d'imagerie est limité par la diffraction, la résolution est déterminée par le rayon de la tache d'Airy :

$$R_{\text{Airy}} = 1,22\lambda f/D \quad (3.34)$$

Il faut donc un objectif avec un diamètre D le plus grand possible et la distance focale f la plus courte possible. Une résolution de $1 \mu\text{m}$ est atteinte pour $D \approx f$ ce qui correspond à une ouverture numérique de $NA = 0,45$. La conception de l'objectif et du système d'imagerie en général est le sujet principal du stage de DEA du nouveau doctorant de l'équipe Tarik Yefsah [113].

3.5 Conclusion

Nous avons conçu un système relativement simple et de petite taille qui doit nous permettre de faire des expériences avec un nombre d'atomes raisonnable et un bon accès optique. Des perspectives intéressantes s'offrent à nous pour poursuivre nos recherches suivant deux axes : d'une part la rotation rapide des condensats avec pour objectif d'atteindre le régime de l'effet Hall quantique ; d'autre part les gaz de Bose bidimensionnels où de nombreux points restent à éclaircir (détection des paires vortex/antivortex, superfluidité...).

Chapitre 4

Systeme à vide

Le système à vide est un élément clé de l'expérience : notre gaz d'atomes froids ne doit pas être perturbé par son environnement. Nous avons besoin d'un vide très poussé, inférieur à 10^{-11} mbar, ce qui demande un certain savoir-faire dans la fabrication et le montage du système. Ce chapitre décrit notre système à vide qui a la particularité d'utiliser un vide différentiel en trois étages. J'expliquerai ce choix et présenterai la caractérisation du vide dans notre système.

4.1 Vide différentiel

Dans la cellule d'expérience, le vide doit être le meilleur possible. Toute collision d'un atome du condensat avec des atomes du gaz résiduel est nuisible pour notre expérience en terme de pertes d'atomes et de chauffage du nuage. La durée de vie dans la chambre limitée par le vide résiduel doit être de quelques minutes, ce qui nécessite un vide de l'ordre de 10^{-11} mbar. Dans le même temps, on souhaite que le chargement du piège magnéto-optique (PMO) soit relativement rapide, typiquement de l'ordre de 5 secondes. Celui-ci est chargé à partir de la vapeur de rubidium dans la chambre et la pression résiduelle de rubidium détermine le temps de chargement. Un temps de 5 secondes correspond à une pression partielle de quelques 10^{-9} mbar. On veut donc pouvoir mettre suffisamment de rubidium dans la chambre pour charger rapidement le PMO sans dégrader le vide dans la cellule. Pour obtenir un vide différent dans la chambre et dans la cellule de deux à trois ordres de grandeur, nous avons utilisé le principe de vide différentiel.

4.1.1 Principe du vide différentiel

Conductance d'un tube

L'objectif est d'atteindre un vide meilleur que 10^{-11} mbar. Pour ce domaine de pression, nous sommes clairement dans le régime de flux moléculaire. Ce régime correspond au domaine où la vitesse des molécules est déterminée par le contact avec les parois, les collisions intermoléculaires sont négligeables. On peut alors écrire la formule suivante pour la conductance d'un tube (voir réf. [114]) :

$$C_{\text{tube}} = 2,6 \cdot 10^{-4} \langle v \rangle \frac{D^3}{L} \text{l.s}^{-1} \quad (4.1)$$

où le diamètre D et la longueur L du tube sont en centimètres et $\langle v \rangle$ est la vitesse moyenne des molécules en cm.s^{-1} . Pour le rubidium¹ à 300 K, la loi de Maxwell-Boltzmann nous donne la

¹Comme le rubidium a tendance à se coller sur les parois, les formules de conduction ne permettent qu'un calcul indicatif.

moyenne de la norme de la vitesse :

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} = 270 \text{ m.s}^{-1} \quad (4.2)$$

d'où la formule suivante pour la conductance :

$$C_{\text{tube}} = 7,0 \frac{D^3}{L} \text{ l.s}^{-1} \quad (4.3)$$

Analogie avec la loi d'Ohm

Pour réaliser un vide différentiel, il suffit d'utiliser un tube de faible conductance, c'est-à-dire long et de petit diamètre, entre les deux parties du vide que l'on veut à différentes pressions. Pour en comprendre le principe, on peut faire une analogie avec la conduction électrique. La conductance C d'un tube est analogue à la conductance électronique, la pression P analogue au potentiel électrique, le flux Q analogue au courant. On a alors une loi d'Ohm pour le vide :

$$Q = \Delta P \cdot C \quad (4.4)$$

Le système considéré possède deux enceintes de pression P_0 et P liées par un tube différentiel de conductivité C (voir (a) et (c) de la figure 4.1). Une pompe de débit S pompe la zone de pression P . On peut voir la pompe comme une connection à la masse, i.e. à une zone de vide parfait $P = 0$, avec une conductance S . Nous avons donc un diviseur de pression :

$$\alpha_1 = \frac{P}{P_0} = \frac{C}{C + S} \approx \frac{C}{S} \text{ quand } C \ll S. \quad (4.5)$$

Posons quelques chiffres pour avoir une idée de l'efficacité d'un tel système. Prenons une situation proche de notre expérience. Un tube de diamètre $D = 9 \text{ mm}$ et de longueur $L = 20 \text{ cm}$ possède une conductivité de $C = 0,25 \text{ l.s}^{-1}$. Avec une pompe de débit $S = 50 \text{ l.s}^{-1}$, on obtient un rapport de pression de $\alpha_1 = 5 \cdot 10^{-3}$.

4.1.2 Principe du système à trois étages

En utilisant l'analogie avec l'électronique, on peut comprendre que le système de vide différentiel à trois étages (voir (b) et (d) de la figure 4.1) sera plus efficace que celui avec deux étages. On obtient le rapport de pression suivant :

$$\alpha_2 \approx \frac{C_1 C_2}{S_1 S_2} \quad (4.6)$$

si $C_1, C_2 \ll S_1, S_2$.

Pour comparer de manière «honnête» le système à trois étages avec celui à deux étages, prenons un équivalent de l'exemple du paragraphe précédent, c'est-à-dire deux tubes de diamètre $D_1 = D_2 = 9 \text{ mm}$ et de longueur $L_1 = L_2 = 10 \text{ cm}$, ce qui donne comme conductivité $C_1 = C_2 = 0,5 \text{ l.s}^{-1}$. De plus, on considère deux pompes de débit $S_1 = S_2 = 25 \text{ l.s}^{-1}$. On obtient alors un rapport de pression de $\alpha_2 = 4 \cdot 10^{-4}$, ce qui est meilleur pour un ordre de grandeur que le système à double étage.

4.2 Mise en œuvre du système à vide

Il s'agit de mettre en application le principe du vide différentiel à triple étage. La chambre du PMO², ainsi que les croix pour le vide différentiel ont été faites sur mesure selon nos plans (voir figure 4.3).

²Notre chambre a été fabriquée sur mesure par Caburn MDC.

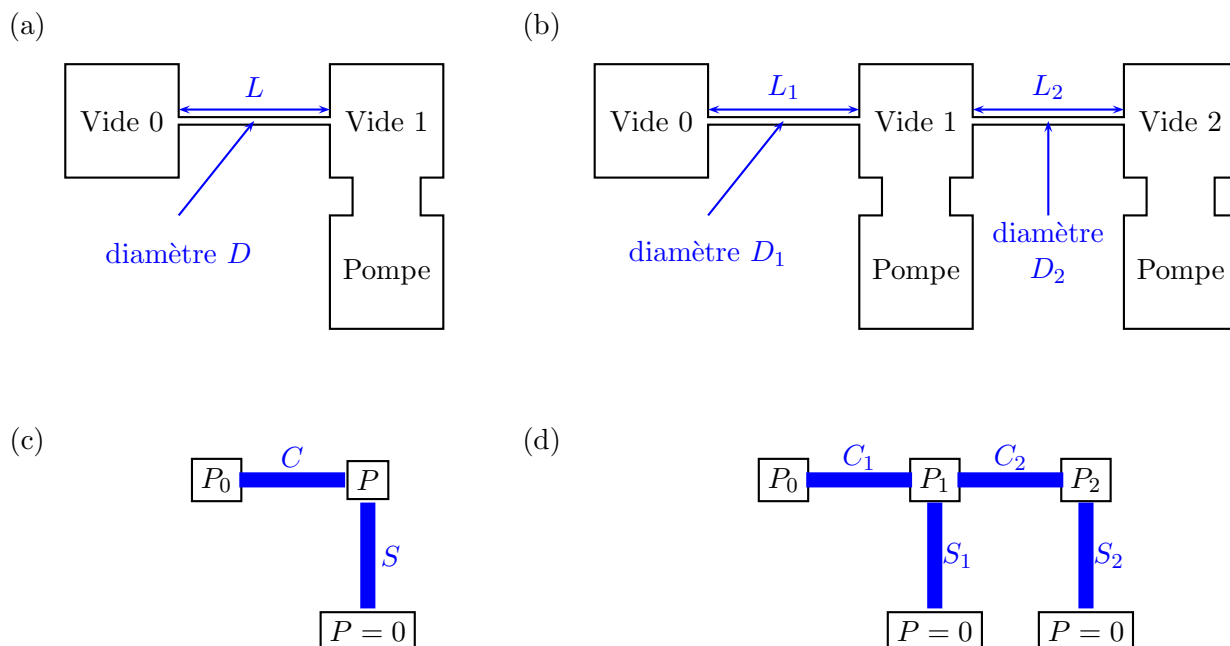


FIGURE 4.1 – (a) et (c). Système de vide différentiel à deux étages et son schéma de principe. (b) et (d). Système de vide différentiel à trois étages et son schéma de principe.



FIGURE 4.2 – (Gauche). Chambre du MOT. (Droite). Cellule d'expérience en verre.

4.2.1 Description de notre système

Le plan du montage

La chambre PMO (voir photo de gauche de la figure 4.2) possède 10 hublots : 6 de diamètre 40 mm pour les faisceaux du PMO dont la taille relativement grande permet une bonne capture des atomes et 3 de diamètre 16 mm pour l'imagerie. La partie connectée au reste du système possède un diamètre plus petit correspondant au diamètre des tubes pour le vide différentiel. Les hublots sont traités anti-reflet pour 780 nm. Pour mettre le rubidium dans la chambre du

PMO, on a une réserve derrière une vanne que l'on peut chauffer pour décoller le rubidium déposé sur les parois. Ensuite, deux croix faites sur mesure constituent deux des trois étages du vide différentiel (voir photo de gauche de la figure 4.4). Dans la direction des pompes, les bras des croix ont des grands diamètres (40 mm) pour limiter au minimum le débit effectif. Pour assurer un bon vide différentiel, nous avons choisi un diamètre du tube selon l'axe du guide relativement petit, égal à 9 mm. La formule de conductance varie en fonction du diamètre en D^3 mais seulement en $1/L$ pour la longueur : on a donc plutôt intérêt à réduire ce diamètre plutôt que d'allonger les tubes. Il y a néanmoins une limite à cette réduction de diamètre. Les atomes doivent passer par le tube pour aller de la chambre PMO à la cellule. Le choix d'un diamètre $D = 9$ mm, combiné avec un gradient magnétique de $b'_x = 70 \text{ G.cm}^{-1}$ selon l'axe horizontal perpendiculaire à la direction de propagation des atomes, conduit à une énergie maximale transmise de $\mu_B b'_x \frac{D}{2} = k_B \cdot 2,1 \text{ mK}$. Cette énergie est notablement supérieure à celles d'atomes refroidis par laser puis piégés magnétiquement. On peut donc estimer que les pertes par évaporation sur les surfaces du tube lors du transport seront faibles.

Les expériences seront réalisées dans une cellule en verre qui possède une transition verre-métal de haute qualité (voir figure (b) de 4.2). On préfère cette solution à une chambre métallique pour des questions d'accès optique et pour éviter des courants de Foucault et un magnétisme résiduel (même faible) de la chambre. Quand cela est possible, on place des vannes devant les pompes ioniques pour pouvoir changer de pompe sans casser le vide en cas de problème avec l'une d'entre elles. Une vanne est absolument nécessaire au niveau de la pompe turbomoléculaire (voir le prochain paragraphe sur les pompes) car celle-ci n'est présente qu'en phase préliminaire de mise sous vide et d'étuvage. Cette vanne doit être absolument étanche car elle assure le lien entre l'extérieur (pression atmosphérique) et notre système à vide. Notons que nous avons décidé de ne pas placer de vanne entre les différents étages du vide différentiel pour réduire au maximum l'encombrement et la longueur de transport des atomes.

Une caractéristique importante à prendre en compte pour le système à vide est son absence de magnétisme. La chambre du PMO et les croix sont en acier inoxydable 316 L à l'exception des brides qui sont en 316 LN³. Il reste ensuite le problème des pompes ioniques qui contiennent des aimants puissants : il est donc absolument nécessaire de placer les pompes à l'intérieur d'une boîte en μ -métal pour éviter la présence de champ magnétique parasite.

Les connections entre les différents composants de notre système doivent assurer une très bonne étanchéité. Nous utilisons le standard CF (ConFlat) : Un couteau au niveau des brides des composants vient écraser un joint en cuivre placé entre les deux morceaux à connecter.

Les pompes

Il n'est pas possible de couvrir les 14 ordres de grandeur entre la pression atmosphérique et le vide ultime nécessaire avec un seul type de pompe. Au démarrage, on utilise une pompe primaire (à membrane ou à palette) pour descendre jusqu'à 0,01 mbar. Ensuite, une pompe turbomoléculaire prend le relais pour descendre jusqu'à 10^{-8} mbar. En dessous, le travail est effectué par les pompes ioniques. Ce sont les seules à rester allumées en cours de l'expérience : elles servent à maintenir le vide au cours des ans. Ces pompes peuvent théoriquement travailler à pression plus élevée mais cela demande une puissance plus importante pour les faire fonctionner et la durée de vie de la pompe est considérablement réduite. A basse pression ($P < 10^{-6}$ mbar), on peut s'attendre à ce que les pompes ioniques fonctionnent pendant la durée de vie de l'expérience (5 à 10 ans). Le courant de la pompe ionique est proportionnelle à la pression résiduelle et peut donc servir de jauge. Pour le vide que nous voulons atteindre, elle doit afficher un courant de quelques dizaines de nA au maximum. En plus de ces pompes, nous avons également une

³L'acier inoxydable 316 LN est moins magnétique que le 316 L mais il est trop rare pour réaliser l'ensemble du système à vide en 316 LN.

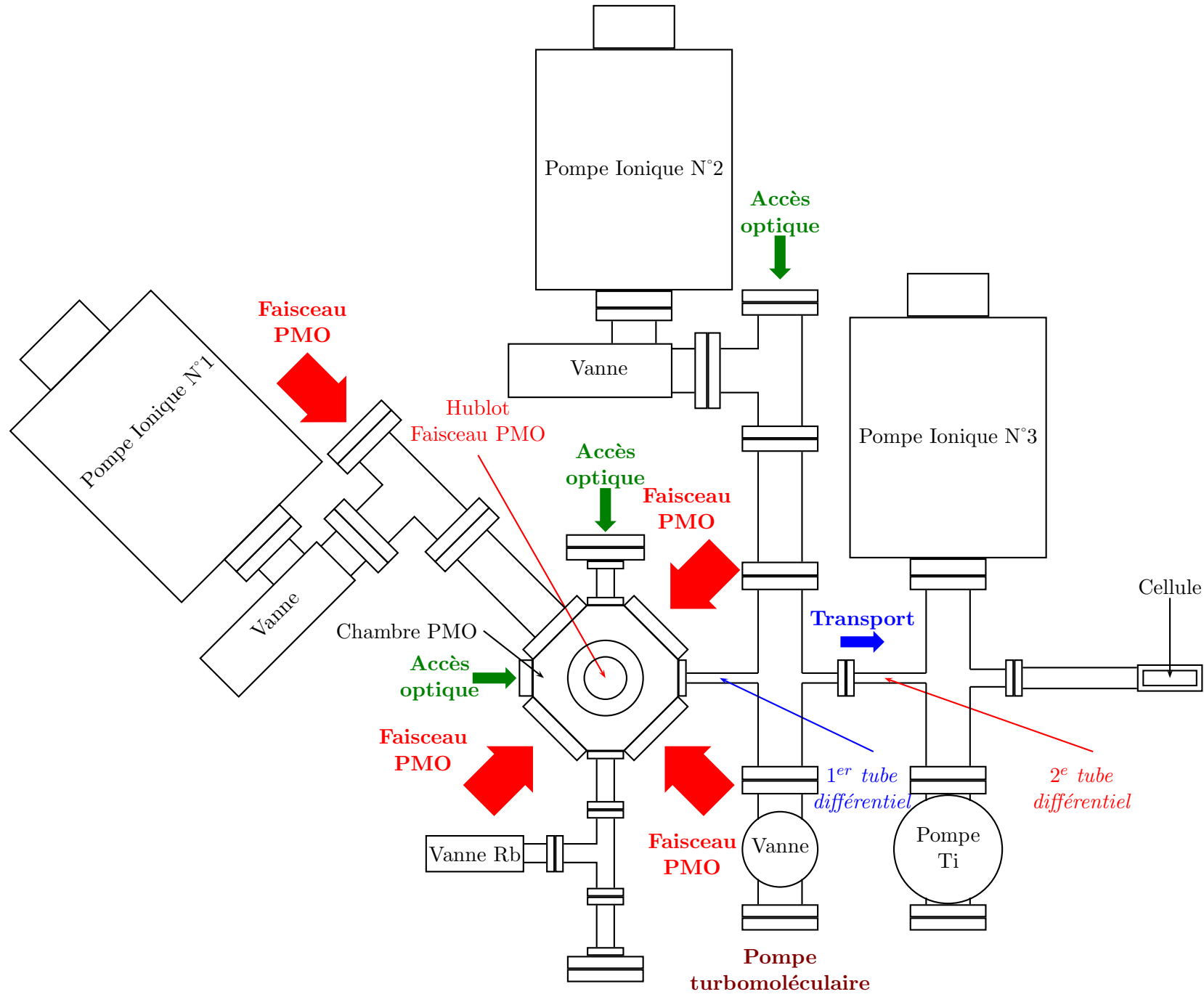


FIGURE 4.3 – Plan schématique de notre système à vide (vue de dessus).

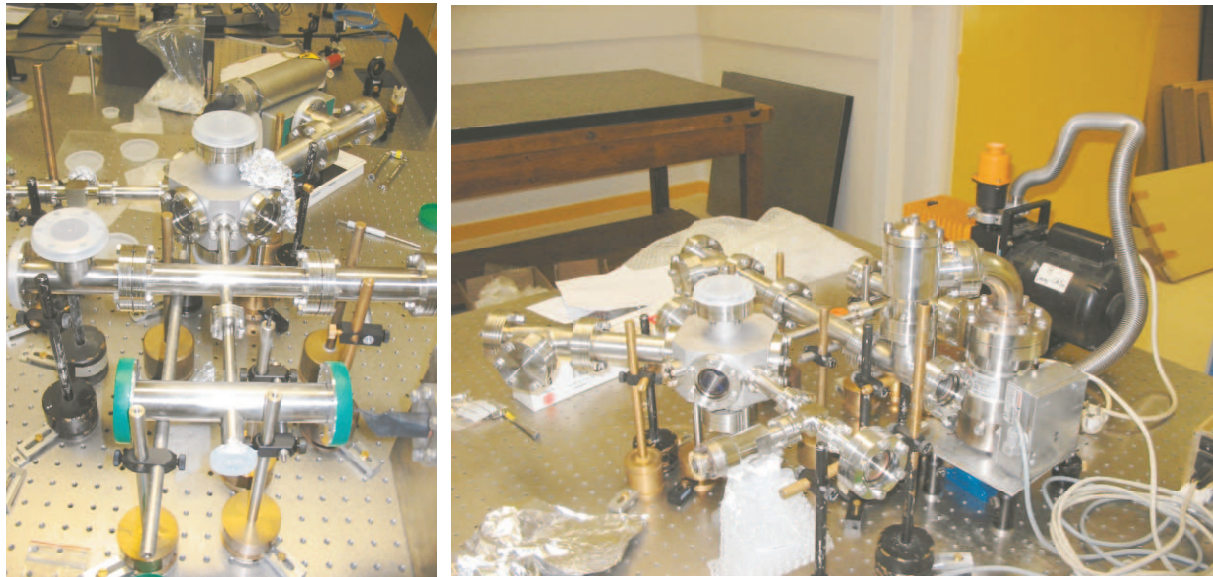


FIGURE 4.4 – (*Gauche*) Système à vide en cours de montage : on distingue nettement les deux longs tubes fins qui réalisent le vide différentiel. (*Droite*) Autre vue du système à vide au cours d'un test préliminaire.

pompe à sublimation de titane. On chauffe un filament de titane pour déposer du titane sur les parois froides à l'intérieur de l'enceinte à vide. Cela crée une couche qui va absorber les molécules (typiquement les molécules de H_2 , N_2 , O_2 , CO_2 , et H_2O). Il faut donc une grande surface de déposition pour une grande efficacité.

Étuvage

Le dégazage des parois du système à vide peuvent fortement limiter la pression. Pour éliminer l'eau et les hydrocarbures piégés dans le métal de l'enceinte, on réalise un étuvage à haute température de notre système à vide. Notre système est chauffé à 200° pendant deux semaines. A cette température, il n'y a pas de risque pour l'ensemble de nos composants. Par contre, à cause de la fragilité de certains de nos éléments (transition verre/métal de la cellule, hublots)), il est nécessaire de faire très attention aux gradients de température. On enroule autour de notre système des cordons chauffants de manière la plus uniforme possible et on recouvre l'ensemble de papier aluminium pour garder la chaleur autour du système à vide.

A la fin de l'étuvage, la descente en température se fait de manière douce (5 jours pour passer de $200^\circ C$ à température ambiante). On vérifie que la pression totale dans l'enceinte suit une loi d'Arrhenius :

$$P(T) = P_0 e^{-\frac{E_{Act}}{k_B T}} \quad (4.7)$$

avec $E_{Act} = k_B \cdot 8300 \text{ K} \simeq 0,7 \text{ eV}$.

4.2.2 Mesure du vide

On cherche ici à caractériser l'efficacité de notre système à vide. C'est la mesure de la durée de vie des atomes dans la cellule qui donne le verdict définitif.

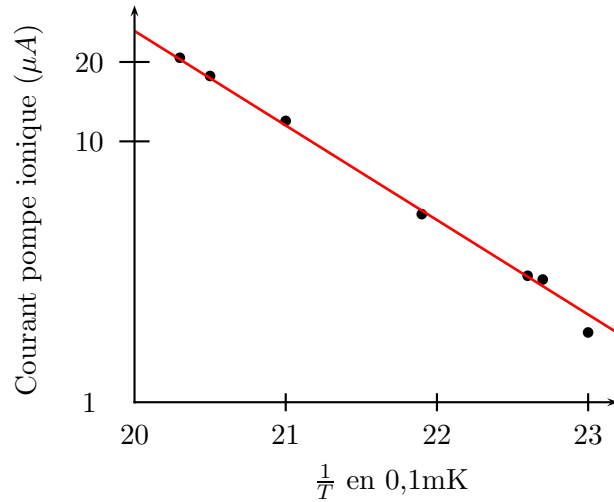


FIGURE 4.5 – La pression dans l'enceinte (mesurée grâce au courant de la pompe ionique) en fonction de la température nous donne une loi d'Arrhenius (droite).

Calcul de notre vide différentiel

Il s'agit ici d'évaluer le rapport de pression entre la chambre et la cellule. Le vide différentiel se fait donc en trois étages avec 2 tubes de 9 mm de diamètre. Les longueurs des deux tubes sont respectivement $L_1 = 10,9$ cm (intérieur de la chambre PMO et bras gauche de la première croix) et $L_2 = 12,9$ cm (bras droit de la première croix et bras gauche de la deuxième croix). On a donc respectivement comme conductivité $C_1 = 0,47$ l.s⁻¹ et $C_2 = 0,40$ l.s⁻¹. A chaque étage, nous avons une pompe ionique de 25 l.s⁻¹. Leur débit est limité par la conductance \tilde{C} du tube les connectant au système à vide selon l'équation :

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{S_p} + \frac{1}{\tilde{C}} \quad (4.8)$$

où S_p est le débit de la pompe et S le débit effectif⁴.

Pour des raisons d'accès optiques et d'encombrement des pompes elles-mêmes, nos pompes ioniques sont placés relativement loin de la zone à pomper, en particulier les N°1 et 2 (voir plan de la figure 4.3). Pour chacune des pompes, on donne la longueur de tube limitant la conductance devant chacune d'elles (le diamètre est toujours 40 mm), la conductance \tilde{C} correspondante puis le débit effectif qui en résulte :

- Pompe ionique N°1 : $\tilde{L}_1 = 38,5$ cm, $\tilde{C}_1 = 10$ l.s⁻¹, $S_1 = 7,1$ l.s⁻¹.
- Pompe ionique N°2 : $\tilde{L}_2 = 46$ cm, $\tilde{C}_2 = 8,4$ l.s⁻¹, $S_2 = 6,3$ l.s⁻¹.
- Pompe ionique N°3 : $\tilde{L}_3 = 7,5$ cm, $\tilde{C}_3 = 51$ l.s⁻¹, $S_3 = 17$ l.s⁻¹.

On peut en déduire le rapport de pression «réel» de notre système entre la chambre du PMO et la cellule d'évaporation :

$$\alpha_{\text{réel}} = \frac{C_1 C_2}{S_2 S_3} \approx 1,8 \cdot 10^{-3} \quad (4.9)$$

⁴En conséquence, il peut avoir une différence de pression au niveau de la pompe et au niveau du cœur du système. Par rapport au courant annoncé par les pompes ioniques, le vide vraiment au cœur du système peut être plus élevé, un facteur trois pour la pompe N°2 par exemple.

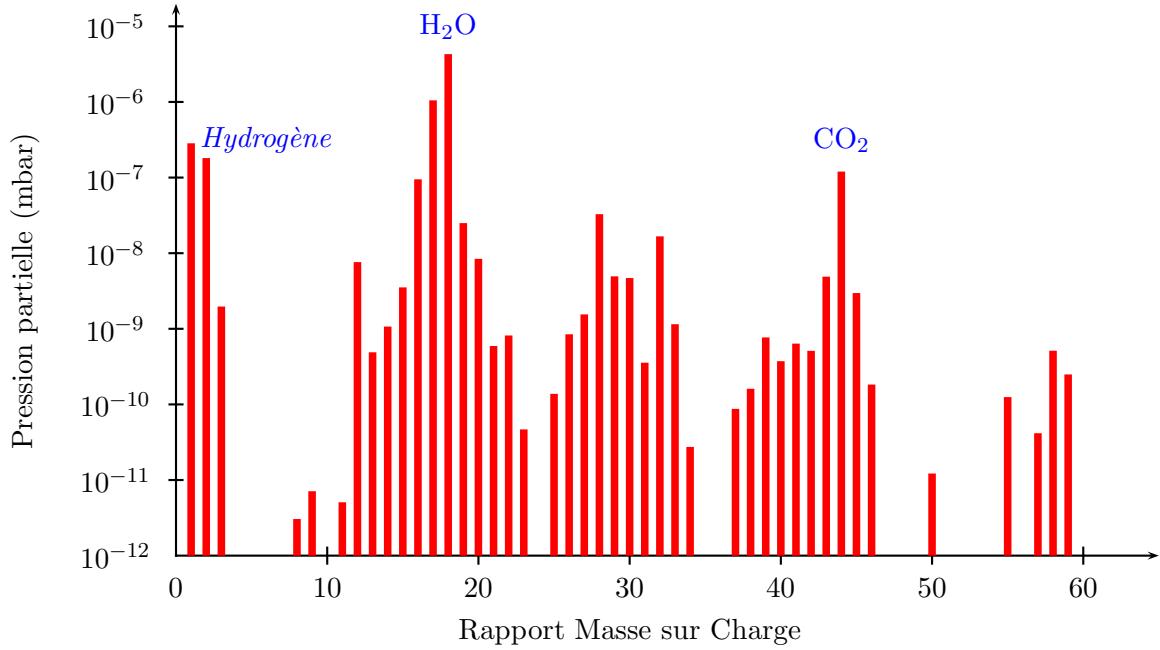


FIGURE 4.6 – Mesure au RGA des pressions partielles dans notre système à vide avant étuvage.

Pressions partielles résiduelles

L'utilisation d'un RGA (Analyseur de Gaz Résiduel) permet de déterminer la composition du vide résiduel. Il peut être en effet intéressant de voir comment cette composition évolue pendant l'étuvage. Le principe du RGA consiste tout d'abord à ioniser les particules. Ensuite un spectromètre de masse va séparer les différentes espèces en fonction de leur rapport masse sur charge. On réalise deux mesures, l'une avant étuvage (voir figure 4.6) et la seconde après 5 jours d'étuvage (voir figure 4.7). Entre ces deux mesures, la quantité d'eau et de CO_2 diminue de deux à trois ordres de grandeur et il reste principalement de l'hydrogène par un ordre de grandeur au dessus des autres, avec une pression partielle de 10^{-8} mbar. L'étuvage est encore en route pendant cette mesure, donc l'hydrogène est en train d'être désorbé par les parois.

A basse pression, l'hydrogène désorbé par les parois forme le gaz résiduel principal. Nous avons réalisé plusieurs flashes de la pompe à sublimation de Titane après l'étuvage pour pomper l'hydrogène résiduel.

Durées de vie des atomes piégés

Pour avoir le dernier mot sur la qualité de vide, on mesure la durée de vie des atomes dans le système.

Il s'agit tout d'abord de mesurer la durée de vie intrinsèque τ_{vac} dans la chambre PMO, limitée par le vide résiduel hors rubidium. Le temps de chargement du PMO permet de remonter à la durée de vie dans la chambre. On part de l'équation d'évolution du nombre d'atomes N dans le PMO :

$$\frac{dN}{dt} = \alpha P_{\text{Rb}} - \beta(P_{\text{res}} + P_{\text{Rb}})N \quad (4.10)$$

La variation du nombre d'atomes est égale à la somme de deux termes : un terme source proportionnelle à la pression partielle du Rubidium P_{Rb} et un terme de perte dû aux collisions des atomes du piège avec les atomes non piégés qui est donc proportionnel à la pression dans la chambre (somme de la pression résiduelle hors rubidium P_{res} et de P_{Rb}) et à N . On a supposé

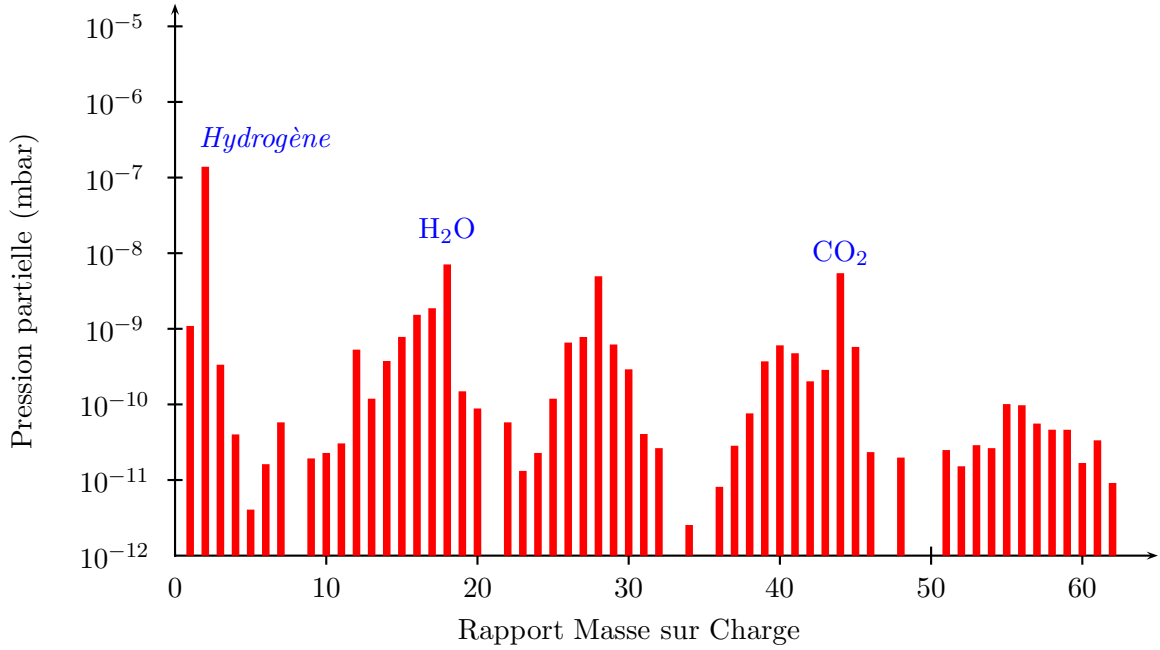


FIGURE 4.7 – Mesure au RGA des pressions partielles dans notre système à vide après 5 jours d'étuvage.

que les atomes de la vapeur de Rubidium avait la même section efficace de collision avec un atome piégé qu'un atome ou une molécule du gaz résiduel.

La solution de l'équation 4.10 est de la forme :

$$N(t) = N_{\text{fin}}(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \text{ avec } \tau = \frac{1}{\beta(P_{\text{vac}} + P_{\text{Rb}})}. \quad (4.11)$$

Le régime stationnaire de l'équation 4.10 nous donne le nombre d'atomes à la fin du chargement du PMO :

$$N_{\text{fin}} = \frac{\alpha P_{\text{Rb}}}{\beta(P_{\text{vac}} + P_{\text{Rb}})} = \frac{\alpha}{\beta} - \alpha P_{\text{vac}} \tau \quad (4.12)$$

On peut varier la pression de rubidium dans la chambre en chauffant plus ou moins la réserve de rubidium. Si on mesure le chargement du PMO en regardant la fluorescence sur une photodiode, on peut extraire τ et N_{fin} . On trace N_{fin} en fonction de τ et on extrait par un ajustement linéaire la durée de vie due au gaz résiduel $\tau = \frac{1}{\beta P_{\text{vac}}}$ de l'ordre de la dizaine de secondes. Cette durée de vie d'une dizaine de secondes n'est pas exceptionnelle mais il importe de signaler que nous n'avons pris aucune précaution particulière pour cette chambre de PMO puisque nous comptons de toute façon travailler dans un régime limité par la pression de rubidium. En particulier, aucun pompage à sublimation de titane ne vient épauler le travail de la pompe ionique 1, contrairement à ce qui se passe au niveau de la cellule en verre. De plus, la zone à pomper est moins grande au niveau de la cellule et le travail de la pompe ionique 3 est plus efficace.

Au final, c'est bien la durée de vie dans la cellule qui nous préoccupe. On a établi une limite inférieure de durée de vie dans la cellule en regardant combien de temps les atomes restent piégés dans un piège quadrupolaire de gradient 110 G.cm^{-1} au niveau de notre cellule d'expérience. On détecte les atomes par une méthode classique de temps de vol : on coupe le piège magnétique et on fait une image par absorption des atomes sur une caméra CCD. On mesure une durée de vie d'environ 100 s. Cette mesure nous donne uniquement une limite inférieure car nous sommes limités par les pertes Majorana du piège quadrupolaire ainsi que l'évaporation sur les parois de

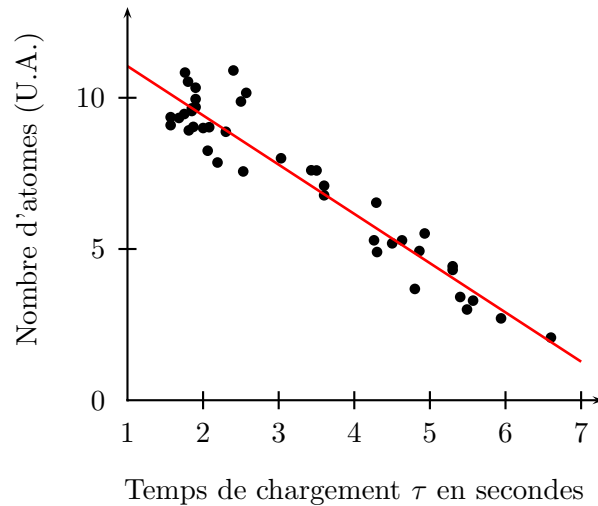


FIGURE 4.8 – Nombre d’atomes dans le PMO en fonction du temps de chargement. On peut en extraire une information sur la durée de vie τ_{vac} due au vide résiduel

la cellule. En effet, celles-ci sont situées à 7 mm du centre du piège ce qui est seulement 5 fois plus grand que la taille typique du nuage utilisé dans cette expérience.

4.3 Conclusion

Nous avons une durée de vie de quelques secondes dans notre chambre PMO due à la pression partielle du rubidium. Grâce à la présence de notre système de vide différentiel à triple étage, on peut espérer une durée de vie nettement supérieure à la minute dans la cellule. Il sera intéressant de faire une mesure quantitative de cette durée de vie quand le piège magnétique TOP, qui nous permet d’éviter les pertes Majorana, sera mis en place.

Chapitre 5

Transport magnétique d'un nuage d'atomes froids

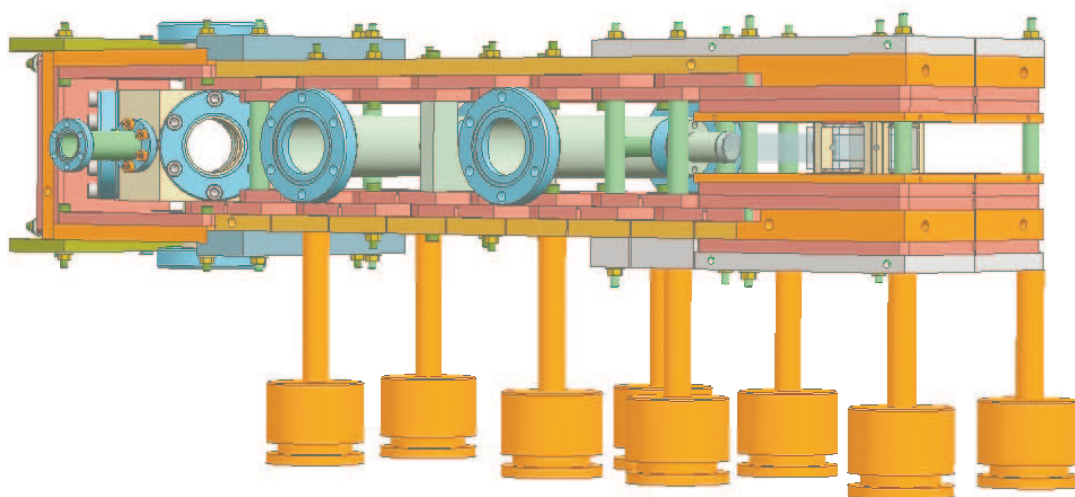


FIGURE 5.1 – Schéma 3D du transport magnétique placé autour du système à vide réalisé par l'ingénieur du département de physique Jack Olejnik.

Une technique très commune dans le domaine des atomes froids consiste à piéger des atomes polarisés au voisinage d'un minimum de champ magnétique. Il suffit généralement de jouer sur le courant parcourant une bobine pour modifier la raideur du piège. Le transport magnétique reprend cette technique pour l'appliquer à un déplacement des atomes sur plusieurs dizaines de centimètres. Il consiste simplement à aligner une série de paires de bobines magnétiques. En jouant sur les courants des bobines, on peut déplacer le centre du piège correspondant au zéro du champ magnétique d'un bout à l'autre de la chaîne. Cette technique a été développée pour la première fois dans le groupe de I. Bloch et T. Hänsch à Munich [27]. Suite au succès de cette méthode, un certain nombre de groupes l'ont à leur tour adoptée. Il est à noter qu'il existe une méthode alternative de transport magnétique développée dans le groupe de E. Cornell à Boulder [111], cette dernière consistant à déplacer mécaniquement une seule paire de bobines à l'aide d'un moteur sur un système de rails.

La configuration du groupe de Munich possède un virage de 90° pour libérer au maximum l'axe du guide. Pour notre part, nous effectuons un transport uniquement rectiligne (voir figure

5.1). Ce dispositif a les avantages évidents d'être plus simple et de transporter plus rapidement car le coude force le nuage d'atomes à s'arrêter puis repartir.

L'objectif est de transporter le nuage d'atomes de la chambre du piège magnéto-optique (PMO) à la cellule d'expérience le plus adiabatiquement possible. Le critère le plus important est d'avoir un grand nombre de collisions à la fin du transport pour le refroidissement évaporatif, tout en ayant un grand nombre d'atomes et une température la plus basse possible. Le maintien d'une basse température du nuage est également importante pour le transport car un nuage trop chaud sera évaporé sur les parois du tube du vide différentiel et entraînera une perte d'atomes supplémentaire.

Dans ce chapitre, après avoir rappelé rapidement le principe du transport, j'explique comment on détermine les courants pour réaliser le transport recherché, puis j'insiste sur les détails techniques concernant le montage lui-même et l'électronique de commande.

5.1 Principe du transport magnétique

Dans cette partie, je rappelle le principe de piégeage magnétique d'atomes froids (voir également le chapitre 3), puis j'explique comment on peut passer de l'idée du piège simple au transport magnétique.

5.1.1 Piège magnétique créé par une paire de bobines

Si un atome de moment magnétique $\boldsymbol{\mu}$ est plongé dans un champ magnétique $\mathbf{B}(\mathbf{r})$, le couplage s'écrit :

$$\hat{H} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}). \quad (5.1)$$

Dans le cas où le moment magnétique de l'atome suit adiabatiquement le champ magnétique, on peut définir une énergie potentielle :

$$E_{\text{pot}} = \mu_B g_F m_F B \quad (5.2)$$

où μ_B est le magnéton de Bohr. Comme il n'est pas possible de créer un maximum de champ magnétique local, il faut polariser les atomes dans un état de telle sorte que l'énergie potentielle soit minimale pour un minimum de champ magnétique. On choisira généralement $F = 2$, $m_F = +2$ ($g_F = \frac{1}{2}$) pour avoir le piège le plus comprimé possible à champ magnétique donné. Dans ce cas on obtient :

$$E_{\text{pot}} = \mu_B B \quad (5.3)$$

La manière la plus simple de créer un minimum de champ magnétique est d'utiliser une paire de bobines circulaires avec des courants circulant en sens opposé (configuration anti-Helmholtz).

Un développement de Taylor autour du centre du système donne :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}(0) + (\mathbf{r} \cdot \nabla)\mathbf{B}... \quad (5.4)$$

Le champ magnétique créé par chacune des deux bobines s'annule au centre de la paire donc $\mathbf{B}(0) = \mathbf{0}$. Le terme dominant est donc le champ quadrupolaire :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = (b'_x x, b'_y y, b'_z z) \quad (5.5)$$

avec la notation : $b'_x = \frac{\partial B_x}{\partial x}$.

Appelons z l'axe vertical perpendiculaire aux bobines (voir figure 5.2). Par symétrie, les gradients suivant x et y sont égaux. La divergence nulle du champ magnétique impose que

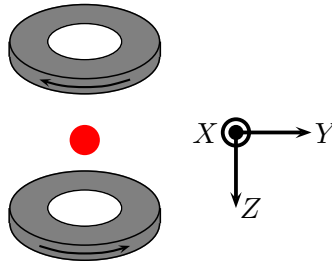


FIGURE 5.2 – Une paire de bobines parcourues par des courants opposés crée un piège quadrupolaire pour des atomes polarisés

le gradient b'_z dans la direction des bobines est deux fois plus grand que celui dans le plan orthogonal :

$$b'_x = b'_y = \frac{1}{2}b'_z \quad (5.6)$$

5.1.2 Caractéristiques du nuage piégé

Dans ce paragraphe, nous allons étudier les caractéristiques d'un nuage d'atomes froids dans un piège magnétique quadrupolaire. Nous nous intéressons en particulier à la taille du nuage et la durée de vie des atomes dans le piège.

Que se passe-t'il quand on branche soudainement le piège magnétique pour capturer un nuage d'atomes préalablement piégé dans un PMO ? Évaluons la taille du nuage d'atomes dans le piège magnétique avec l'hypothèse que la phase de mélasse a été efficace et l'énergie cinétique initiale des atomes est négligeable au branchement du piège.

A l'équilibre, l'énergie initiale se répartit entre l'énergie cinétique E_c et l'énergie potentielle E_{pot} dont la relation dans un piège linéaire est donnée par le théorème du viriel :

$$\langle E_p \rangle = 2\langle E_c \rangle \quad (5.7)$$

En considérant que le gradient est deux fois plus fort dans l'une des deux directions, on obtient la relation suivante sur la taille du nuage :

$$r_z = \frac{1}{2}r_{x,y} = \frac{4}{9}r_{\text{PMO}} \quad (5.8)$$

avec r_{PMO} le rayon du nuage avant le branchement du piège magnétique¹.

Nous pouvons donner des valeurs indicatives de taille de nuage et de température applicable à notre expérience. Typiquement, r_{PMO} vaut quelques millimètres. Pour fixer les idées, prenons $r_{\text{PMO}} = 1$ mm. Pour un gradient de 100 G.cm^{-1} , la température à l'équilibre vaut $300 \mu\text{K}$ et le rayon du nuage r_z est de l'ordre du demi millimètre. On reste alors largement dans la zone linéaire du piège qui est du même ordre que les distances typiques du système : pour notre expérience, la distance entre les bobines et les atomes ou bien le rayon des bobines valent environ 3 cm.

Un problème majeur du piège quadrupolaire est l'existence de pertes Majorana : la fréquence de Larmor étant faible au voisinage du centre du piège de champ nul, la polarisation des atomes se déplaçant dans le piège ne peut pas suivre adiabatiquement la variation de champ magnétique si bien qu'ils se trouvent non piégés. On peut estimer la durée de vie due à ce phénomène (voir

¹Pour simplifier le calcul, on suppose que le PMO est sphérique.

réf. [90]). Le critère de basculement de spin pour une position r et une vitesse v données revient à :

$$\frac{v}{r} < \frac{\mu r b'}{\hbar} \quad (5.9)$$

Il existe un ellipsoïde de basculement de spin au centre du piège dans lequel les atomes sont perdus. Le rayon de l'ellipsoïde est le suivant :

$$r_{\text{sf}} \sim \sqrt{\frac{v\hbar}{\mu b'}} \quad (5.10)$$

Le rayon de l'ellipsoïde dépend de la vitesse de l'atome. Pour évaluer la durée du nuage dans son ensemble, on choisit l'ellipsoïde qui correspond à la classe de vitesse moyenne du nuage. On peut compter le nombre d'atomes entrant dans l'ellipsoïde de basculement de spin et qui sont perdus :

$$\dot{N} = \frac{N}{R^3} \cdot v 4\pi r_{\text{sf}}^2 \quad (5.11)$$

où R est le rayon du nuage. Le théorème du viriel du piège quadrupolaire (voir équation 5.7) permet de relier la vitesse moyenne et la taille du nuage :

$$mv^2 = \mu b' R \quad (5.12)$$

L'équation 5.11 donne la durée de vie qui est proportionnelle au carré du rayon du nuage R [111] :

$$\tau = \frac{m}{4\pi\hbar} R^2 \quad (5.13)$$

c'est à dire dans le cas du Rubidium 87, $\tau = 1,1 \cdot 10^4 R^2$ s.cm⁻². Pour un rayon du nuage de 1 mm, nous trouvons $\tau = 110$ s. Nous verrons par la suite lors de l'étude du transport que la durée totale de celui-ci est de l'ordre de 5 s. Les pertes Majorana sont donc négligeables.

5.1.3 Deux paires de bobines

Considérons maintenant la situation où nous avons deux paires de bobines juxtaposées horizontalement selon l'axe y . On veut transporter les atomes du premier au second piège (voir figure 5.3). Au début, seule la première paire est parcourue par un courant et le piège quadrupolaire est centré sur cette première paire. Si on commence à diminuer le courant dans la première paire tout en augmentant le courant dans la seconde paire, le centre du piège magnétique va se déplacer vers la deuxième paire de bobines. Il faut néanmoins faire une remarque importante : il faut que le déplacement du piège soit continu pour ne pas perdre ou chauffer le nuage d'atomes. Pour cela il est nécessaire que les deux bobines successives se chevauchent.

On peut calculer numériquement le champ magnétique créé par deux paires de bobines en configuration anti-Helmholtz se recouvrant de manière arbitraire. On peut ainsi déterminer la position du centre du piège en fonction du courant dans les bobines. On augmente linéairement le courant de la deuxième paire tout en diminuant celui de la première. En conséquence, le centre du piège se déplace de la première à la deuxième paire (voir figure 5.4). Traitons chaque bobine comme une spire idéale de rayon R . Notons d le décalage horizontal entre les deux paires. Quand les paires de bobines se chevauchent de plus de la moitié ($d \leq R$), le déplacement du piège est continu et varie de manière constante. Pour $R < d < 2R$, on voit apparaître des variations rapides de la position du piège de plus en plus prononcées quand on augmente d . En revanche, quand il n'y a aucun recouvrement ($d > 2R$), le déplacement est discontinu et le transport est impossible dans ce cas.

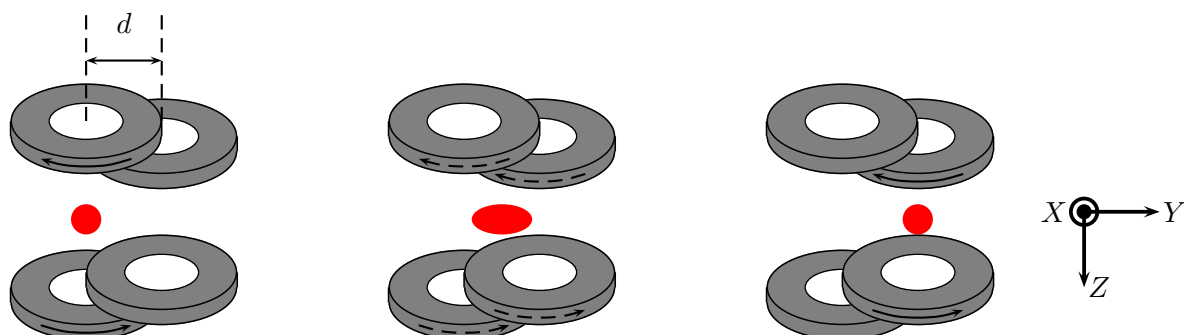


FIGURE 5.3 – En jouant sur les courants des deux paires de bobines, on peut déplacer le centre du piège magnétique d’une paire à l’autre et ainsi déplacer le nuage d’atomes. Cependant, le rapport d’aspect du piège n’est pas constant dans le plan horizontal, ce qui peut entraîner un échauffement du nuage.

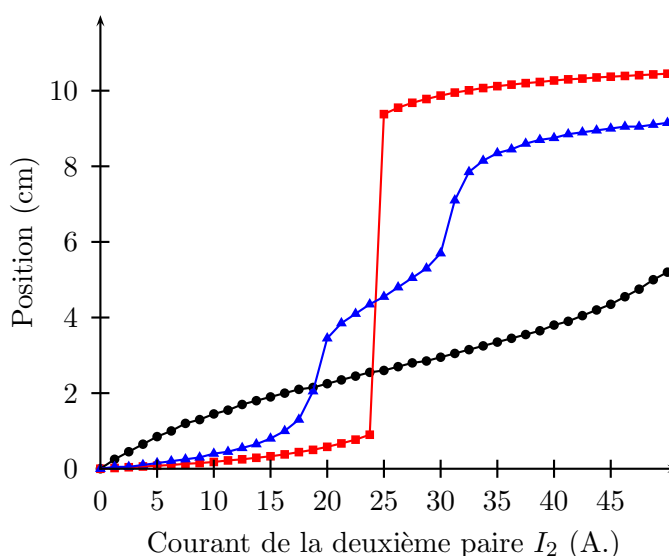


FIGURE 5.4 – On augmente linéairement le courant dans la deuxième paire tout en diminuant le courant dans la première de telle sorte que $I_1 + I_2 = 50A$. Quand les deux bobines se chevauchent de moitié (les cercles correspondent au cas $d = R$), le déplacement du centre du piège est continu. Pour un chevauchement intermédiaire (les triangles correspondent au cas $d = 1,75R$), des variations rapides apparaissent mais le déplacement reste continu. Par contre quand les bobines ne se chevauchent pas (les carrés correspondent au cas $d = 2R$), il n’est pas possible d’avoir un déplacement continu du centre du piège.

Il est nécessaire à ce stade de faire une remarque importante. Sauf cas particulier exotique, la géométrie du piège n'est pas constante au cours du transport entre les deux paires de bobines. Appelons A le rapport d'aspect du piège dans le plan horizontal :

$$A = \frac{b'_x}{b'_y} \quad (5.14)$$

On démarre avec $A = 1$ puis le piège s'allonge dans la direction du transport y quand on commence à mettre du courant dans la deuxième paire de bobines ($A > 1$ avec notre convention). Ensuite, le rapport d'aspect redescend à 1 (voir figure 5.8) quand le courant ne circule que dans la seconde paire. Cette variation de A peut être une source nuisible de chauffage pour notre nuage d'atomes. Il serait souhaitable de pouvoir garder la géométrie du piège constant au cours du transport mais cela n'est pas possible si deux bobines seulement sont en jeu à un instant donné. En effet, les deux courants nous permettent de contrôler deux paramètres : la position du centre du piège et le gradient suivant l'axe de confinement fort (axe vertical z). Le rapport d'aspect du piège A constitue un troisième paramètre à contrôler. Il faut donc un troisième degré de liberté. Une solution simple est d'utiliser une troisième paire de bobines.

5.1.4 Trois paires de bobines

Partons d'une situation où les deux premières paires de bobines sont parcourues par le même courant. La valeur de A dépend du chevauchement et de la taille des bobines ainsi que de la distance entre les bobines et les atomes. En général, le piège est allongé dans la direction du transport² (voir figure 5.5). Pour déplacer le piège, on éteint progressivement la première paire de bobines pendant qu'on allume la troisième. Le centre du piège se déplace vers la troisième paire. Avec des courbes temporelles de courant *judicieuses*, il est possible de garder le rapport d'aspect constant. Quand le courant dans la première paire atteint zéro, la situation est la symétrique de la situation de départ avec un courant égal dans la deuxième et troisième paire. On peut maintenant répéter le système pour transporter les atomes sur une longue distance.

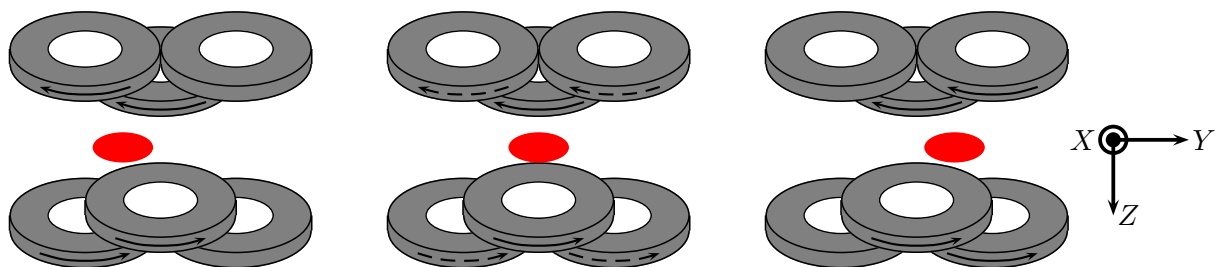


FIGURE 5.5 – Avec trois paires de bobines utilisées en même temps, on peut garder le rapport d'aspect constant au cours du transport

On peut noter que concrètement le transport débute et finit avec une seule paire de bobine allumée. Dans les deux cas, le rapport d'aspect vaut obligatoirement 1 et il est donc nécessaire que le rapport d'aspect varie au début et à la fin du transport.

²D'un point de vue théorique, rien n'interdit de réaliser le transport avec un rapport d'aspect de 1. Cependant, cela nécessite des courants négatifs ce qui rend le système d'alimentation difficile à mettre en place avec le matériel à notre disposition.

5.2 Calcul des courbes temporelles de courants

Réaliser un transport avec un piège à géométrie constante nécessite de fournir aux bobines les courbes de courant adaptées. Il s'agit ici de réaliser un programme qui calcule les courants en fonction du transport que l'on veut réaliser. Ces courants «théoriques» seront ensuite utilisés par l'ordinateur de contrôle des sources de courant. Je rappelle ici les grandes lignes du programme qui a été développé par Riad Ziour dans le cadre d'un stage. Des détails plus approfondis peuvent être trouvés dans son rapport de stage (réf. [115]). Je présente ensuite les résultats obtenus pour notre système.

5.2.1 Principe de base du calcul des courants

L'objectif est de calculer le courant de toutes les bobines en fonction du temps. L'utilisateur définit ses consignes concernant la vitesse de transport, la géométrie et la compression du piège.

- $\mathbf{Y}_{\text{consigne}}(\mathbf{t})$ décrit la position du piège en fonction du temps avec une phase d'accélération au départ et de décélération à l'arrivée (voir figure 5.6). Notons qu'il peut être important d'aller lentement au début et à la fin du transport au moment où le rapport d'aspect A doit nécessairement varier.
- Le rapport d'aspect $\mathbf{A}_{\text{consigne}}(\mathbf{t})$ n'est pas constant au cours du transport car on part et on finit dans une situation avec une seule paire de bobine donc $A = 1$, alors que pendant le transport $A > 1$ comme on a vu précédemment (voir figure (a) de 5.8).
- Le gradient $\mathbf{b}'_{z,\text{consigne}}(\mathbf{t})$ sera ici constant mais rien n'empêche de faire varier ce paramètre en début ou en fin de transport.

Nous avons à chaque instant trois courants pour trois paramètres à contrôler : la position du centre du piège $(0, Y_{\text{consigne}}(t), 0)$ correspondant à l'endroit où le champ est nul³, le gradient suivant l'axe fort et le rapport d'aspect dans le plan parallèle aux bobines. Il faut donc résoudre, pour chaque position du piège Y_{consigne} , un système de trois équations à trois inconnus :

$$\begin{cases} \mathbf{B}(Y_{\text{consigne}}(t)) = \mathbf{0} \\ b'_z(Y_{\text{consigne}}(t)) = b'_{z,\text{consigne}}(t) \\ A(t) = A_{\text{consigne}}(t) \end{cases} \quad (5.15)$$

Une contrainte supplémentaire s'ajoute au système (5.15). Nous avons à notre disposition uniquement des alimentations de courant mono-cadrant qui ne peuvent alimenter les bobines que pour un sens de courant. La solution d'utiliser deux alimentations pour avoir des courants des deux signes compliquerait inutilement l'électronique. On se limite donc à des courants positifs.

Le principe de résolution du système est le suivant. Considérons trois paires de bobines, que nous nommerons 0,1 et 2, et posons $\tilde{B}_{y,0}$, $\tilde{B}_{y,1}$, $\tilde{B}_{y,2}$ les champs magnétiques qui sont créés au point

$$\begin{pmatrix} x = 0 \\ y = Y_{\text{consigne}}(t) \\ z = 0 \end{pmatrix} \quad (5.16)$$

par ces paires de bobines lorsqu'elles sont parcourues par une intensité $I = 1A$. Posons de même $\tilde{b}'_{x,0}$, $\tilde{b}'_{x,1}$, $\tilde{b}'_{x,2}$ et $\tilde{b}'_{y,1}$, $\tilde{b}'_{y,1}$, $\tilde{b}'_{y,2}$ les gradients créés au même point par le même courant. On peut

³la contrainte $\mathbf{B} = \mathbf{0}$ semble donner lieu à trois équations mais au point considéré $(0, Y, 0)$, on a toujours par symétrie $B_x = B_z = 0$. Cette contrainte correspond à une seule équation scalaire.

alors écrire le système que doivent satisfaire les intensités I_0, I_1, I_2 à chaque instant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{B}_{y,0}I_0 + \tilde{B}_{y,1}I_1 + \tilde{B}_{y,2}I_2 = 0 \\ (\tilde{b}'_{x,0} + \tilde{b}'_{y,0})I_0 + (\tilde{b}'_{x,1} + \tilde{b}'_{y,1})I_1 + (\tilde{b}'_{x,2} + \tilde{b}'_{y,2})I_2 = -b'_{z,\text{consigne}}(t) \\ (\tilde{b}'_{x,0} - A_{\text{consigne}}\tilde{b}'_{y,0})I_0 + (\tilde{b}'_{x,1} - A_{\text{consigne}}\tilde{b}'_{y,1})I_1 + (\tilde{b}'_{x,2} - A_{\text{consigne}}\tilde{b}'_{y,2})I_2 = 0 \\ \text{Avec : } I_0, I_1, I_2 \geq 0 \end{array} \right. \quad (5.17)$$

Voici le fonctionnement général de l'algorithme : à l'instant t_0 , trois paires de bobines sont utilisées. Suite à la résolution du système 5.17, on obtient I_0, I_1 et I_2 correspondant aux courants des trois paires à l'instant t_0 . On passe à l'instant $t_0 + \Delta t$. Un changement de paires de bobines intervient si $I_0 \leq 0$. La paire 0 a fini de fonctionner, la paire 1 devient la paire 0, et la paire 2 devient la paire 1. La nouvelle paire devient paire 2 et on résout le système. Et ainsi de suite...

5.2.2 Calcul des courants pour le montage réel

Le calcul des courants doit être le plus réaliste possible, tout en faisant les approximations nécessaires pour que le temps de calcul reste raisonnable. Nous avons considéré les fils constituant nos bobines comme infiniment fins. Les résultats présentés ici tiennent compte de la géométrie du transport : le nombre de tours, l'épaisseur des bobines, i.e. la présence de deux couches de fils ainsi que du rayon de tous les tours de bobinage, la distance entre les bobines d'une même paire, la position relative des différentes paires, la taille différente des bobines au début et à la fin du transport. L'échantillonnage temporel et spatial est de 600 points.

Consignes

Le gradient fort est fixe tout au long du transport et vaut $b'_z = 110 \text{ G.cm}^{-1}$. Un exemple de $Y_{\text{consigne}}(t)$ est donné figure 5.6. Cette consigne doit être bien choisie pour éviter l'échauffement du nuage atomique. On peut estimer la vitesse maximale de transport selon le critère adiabatique : il faut que le nuage se déplace d'une distance égale à sa taille en un temps raisonnablement long devant le temps d'oscillation de l'atome dans le piège. Le temps que met un atome pour effectuer une demi-oscillation est le suivant :

$$\tau \approx 2\sqrt{\frac{mR}{\mu b'}} \quad (5.18)$$

Pour une taille de nuage de $R = 1 \text{ mm}$, τ vaut 7,5 ms. On en déduit la vitesse maximale du déplacement du transport :

$$v_{\text{max}} = \frac{2R}{\tau} = \sqrt{\frac{\mu b' R}{m}} \quad (5.19)$$

Cette vitesse, qui correspond à la vitesse thermique, vaut 27 cm.s^{-1} .

Ensuite, il faut déterminer $A_{\text{consigne}}(Y_{\text{consigne}})$. Il est nécessaire tout d'abord de trouver le bon rapport d'aspect $A_{\text{transport}}$. Il est compliqué de trouver l'ensemble des solutions possibles à ce problème et nous nous sommes contenté de trouver une solution qui marche et satisfait nos contraintes (courants positifs et inférieurs à 50 A) avec une méthode d'essai/erreur. $A_{\text{transport}}$ est fixé par la géométrie de notre système à $2,1^4$.

⁴En conséquence comme $b'_z = 110 \text{ G.cm}^{-1}$, les autres gradients valent $b'_x = 75 \text{ G.cm}^{-1}$ et $b'_y = 35 \text{ G.cm}^{-1}$. On peut en déduire les dimensions du nuage : $r_z = 1 \text{ mm}$, $r_x = 1,5 \text{ mm}$, $r_y = 3 \text{ mm}$.

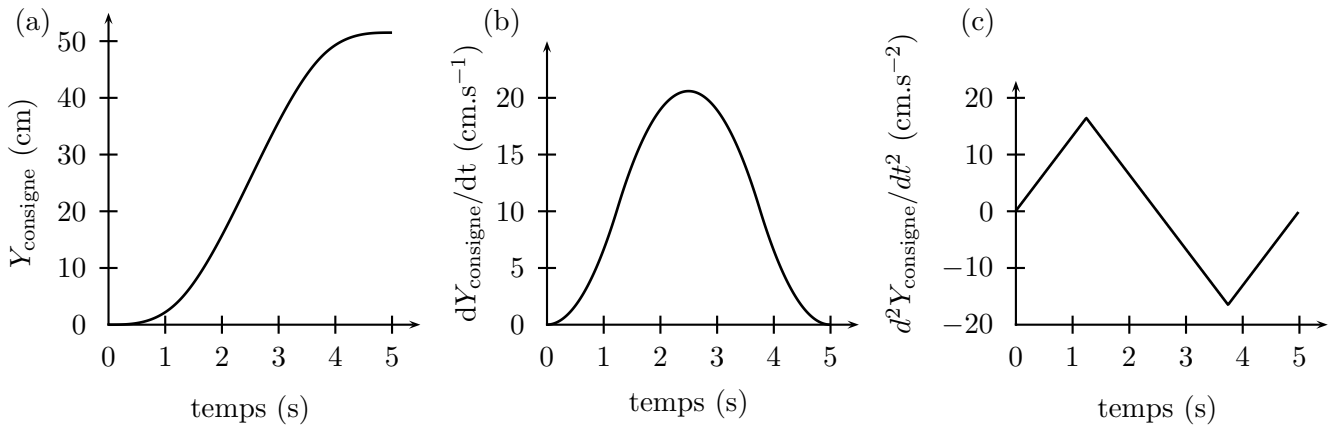


FIGURE 5.6 – Consigne de position (a), vitesse (b) et accélération (c) du centre du piège en fonction du temps. Il est nécessaire d’aller lentement au début et à la fin du transport quand la géométrie du piège change.

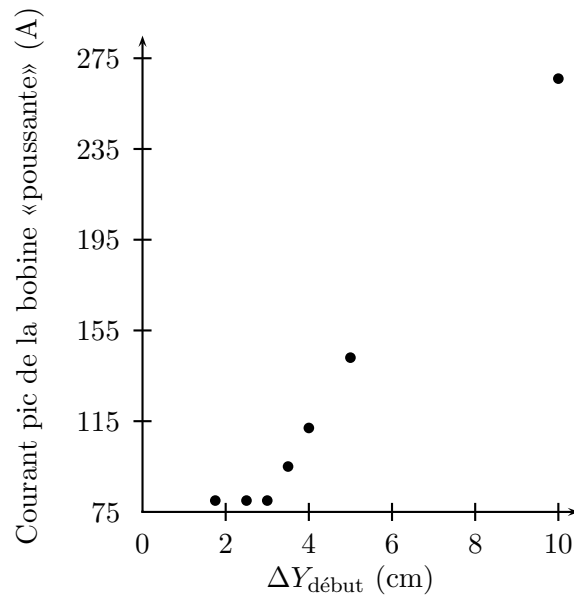


FIGURE 5.7 – Courant pic parcourant la bobine «poussante» en fonction de la distance sur laquelle le rapport d’aspect du piège varie de 1 à $A_{\text{transport}}$.

Les extrémités du transport

Le début et la fin du transport sont les points les plus délicats. La géométrie du piège change obligatoirement car le rapport d’aspect doit passer de 1 à $A_{\text{transport}}$ (ou l’inverse pour l’arrivée) (voir (a) de 5.8). Les distances $\Delta Y_{\text{début}}$ et ΔY_{fin} sur laquelle le rapport d’aspect passe respectivement de 1 à $A_{\text{transport}}$ au début du transport et de $A_{\text{transport}}$ à 1 à la fin du transport ne doivent pas être choisies au hasard.

Au début du transport, nous avons disposé dans l’axe du guide une bobine «poussante» verticale qui crée un champ magnétique dans la direction du transport pour pousser les atomes hors de la chambre du piège magnéto-optique. Cette bobine nous permet de bien contrôler la variation du rapport d’aspect dans la première phase du transport (voir figure (a) de 5.8). C’est la valeur de $\Delta Y_{\text{début}}$ qui détermine le courant pic à mettre dans la bobine «poussante» (voir figure 5.7). On choisit $\Delta Y_{\text{début}} < 3$ cm pour minimiser ce courant.

A la fin du transport, il ne reste plus que deux paires de bobines⁵. Il y a donc un paramètre que l'on ne peut plus contrôler. Comme il est primordial de contrôler la position et la raideur du piège, on laisse libre le rapport d'aspect du piège. On a donc $A \neq A_{\text{consigne}}$ et il faut aller suffisamment lentement pour ne pas trop chauffer le nuage d'atomes. On choisit $\Delta Y_{\text{fin}} = 6,75$ cm correspondant au décalage entre le centre de la dernière paire de transport et le centre du piège magnétique. Cela s'avère une solution raisonnable compte tenu de la valeur des courants et de la variation du rapport d'aspect.

Résultats du calcul pour notre expérience

La figure (b) de 5.8 présente les courbes de courant temporelles obtenues pour notre montage. Les courants sont de l'ordre de 50 A pic pour les bobines les plus éloignées des atomes. Les courants de la bobine «poussante» et la paire PMO peuvent monter jusqu'à respectivement à 70 A et 100 A.

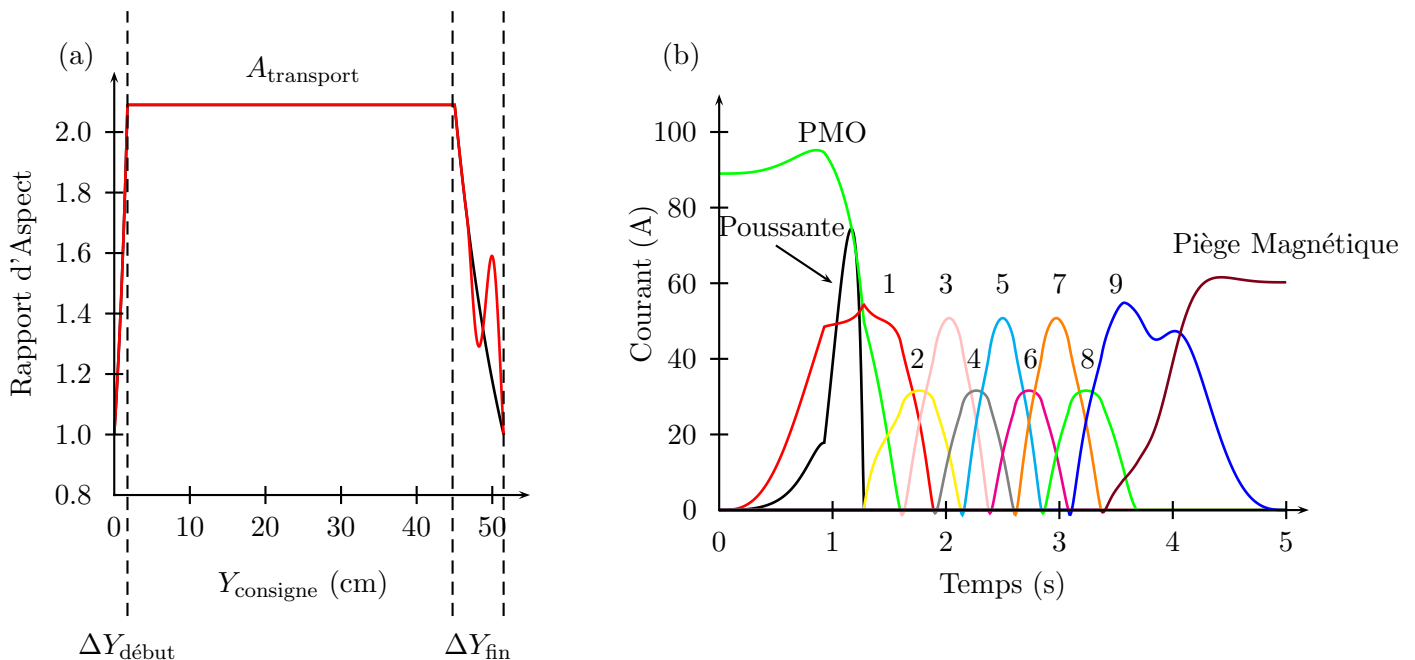


FIGURE 5.8 – (a). Rapport d'aspect demandé (en clair) et obtenu (en noir) en fonction du temps. A la fin du transport, il n'y a que deux paires de bobines actives, ce qui explique pourquoi on ne peut pas contrôler parfaitement le rapport d'aspect. (b). Courbe de courant en fonction du temps pour les différentes paires de bobines du transport.

5.3 Réalisation expérimentale

Ce paragraphe a pour but de présenter la réalisation concrète du transport magnétique pour notre expérience de condensat de Bose-Einstein.

⁵Une bobine «attractive» pourrait être utilisée à la fin du transport si l'accès optique n'était pas aussi crucial. Heureusement sa présence n'est pas indispensable car le vide est bon et on peut prendre son temps pour la fin du transport.

5.3.1 Refroidissement des bobines

Lors du transport, le courant dans chaque bobines atteint une valeur de 50 A, ce qui est assez élevé. Un système de refroidissement paraît donc nécessaire. Essayons d'évaluer l'échauffement dans une bobine sans refroidissement. La chaleur dissipée dans un volume V est la suivante :

$$\delta Q = C_p \rho V \Delta T \quad (5.20)$$

où C_p est la capacité calorifique volumique à pression constante du cuivre. Ceci nous donne $\delta Q = 206 \Delta T$ pour le volume de cuivre d'une bobine de transport. L'énergie reçue par une bobine durant une phase du transport vaut :

$$E_{\text{elec}} = \int RI^2(t) dt \quad (5.21)$$

En intégrant une courbe de courant typique d'une bobine pour un transport de durée totale de 5 s, on obtient $E_{\text{elec}} = 115$ J (voir (b) de 5.8).

S'il n'y a aucune source de refroidissement (on néglige la chaleur évacuée par la convection de l'air), l'énergie électrique reste entièrement dans la bobine de cuivre et on a :

$$\delta Q = E_{\text{elec}} \quad (5.22)$$

En régime normal, l'augmentation de température est inférieure au degré et le refroidissement des bobines n'est pas nécessaire. Par contre, si ce courant devait être maintenu pendant une longue durée, il pourrait avoir très vite une forte élévation de température. Calculons le temps qu'il faut pour avoir une élévation de température $\Delta T = 10$ K, si le courant reste fixé à 50 A. Une loi simple $E_{\text{elec}} = RI_0^2 \tau$ donne $\tau = 6,4$ s. Le système de refroidissement est donc une sécurité contre un fonctionnement défectueux du transport. Les bobines du transport sont disposées sur une plaque de 50 cm de longueur et 1 cm d'épaisseur, percée pour laisser circuler de l'eau à l'intérieur. Les bobines individuelles à risque comme la bobine «poussante» ou celles du PMO ont également leurs plaques de refroidissement. Les plaques de refroidissement et les supports de bobine sont en cuivre. Entre les plaques de refroidissement et les bobines, on utilise de la graisse thermique pour améliorer la conductivité.

Des tests de refroidissement ont été effectués en laissant passer 50 A dans les bobines de transport. En présence du refroidissement à eau, aucune élévation significative de température n'est apparue lorsque l'on a appliqué un courant de 50 A pendant quatre ou cinq secondes.

Si le système de refroidissement est une sécurité pour le transport, il est absolument nécessaire pour le piège car c'est en régime quasi-permanent que l'on veut faire passer 50 A dans les bobines, plus précisément pendant la durée relativement longue du refroidissement évaporatif (typiquement 30 secondes). Une particularité de notre piège est de posséder deux paires de bobines pour le champ quadrupolaire. Deux plaques de cuivre refroidies à eau (une près des atomes et l'autre au dessus) sont utilisées pour que chaque bobine soit en contact direct avec une plaque.

Pour le test de l'efficacité du refroidissement du piège magnétique, on utilise une sonde thermique pour mesurer la température au point le plus chaud que l'on puisse mesurer. Le contact entre les plaques et la bonne utilisation de la pâte thermique sont fondamentaux. Pour le contact, il faut faire attention lorsque l'on fixe les plaques de refroidissement à ne pas les bomber car le contact avec la bobine serait dégradé. Il n'y a alors pas de problèmes d'échauffement en dessous de 50 A (voir figure 5.9) ce qui correspond à un gradient de $b'_z = 300$ G.cm⁻¹.

Comme ce sont les contacts imparfaits entre les différentes couches qui semblent limiter le refroidissement, une nouvelle conception d'un monobloc pour le piège magnétique pourra éventuellement être étudiée dans le futur.

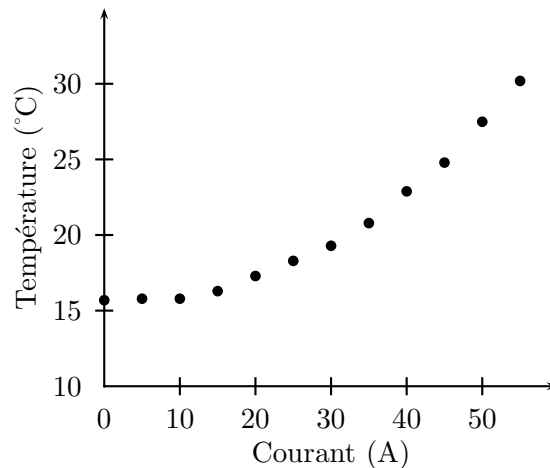


FIGURE 5.9 – Température d'équilibre de la bobine du piège magnétique en régime stationnaire en fonction du courant.

5.3.2 Montage mécanique

La conception mécanique du transport magnétique a été faite par l'ingénieur du département de physique de l'École Normale Supérieure (ENS) Jack Olejnik. Il a réalisé notamment les plans techniques de toutes les pièces (voir annexe), ainsi que les dessins 3D avec le logiciel NX. (voir fig 5.1, 5.10 et 5.11). La mécanique a été faite dans l'atelier de mécanique du département de physique de l'ENS. Seul le bobinage a été réalisé par une entreprise extérieure (entreprise OSWALD en Allemagne). On déplace les atomes horizontalement (on veut le gradient le plus fort selon l'axe de la gravité) de la chambre PMO à la cellule sur une longueur de 50 cm. Le transport magnétique est constitué de 9 paires de bobines identiques, la paire pour le piège magnéto-optique (PMO) (départ du transport), la bobine «poussante» pour aider au début du transport et la paire pour le piège magnétique. Chaque bobine chevauche la moitié de la précédente. Des pièces de fixation permettent d'assembler les différentes parties bobine «poussante», PMO, Transport, piège magnétique. Des pieds et des tiges en laiton fixent le transport magnétique par rapport à la table.

Pour éviter au maximum les courants de Foucault, les plaques de refroidissement (voir fig. 5.11) et les supports de bobines (voir fig. (b) de 5.12) sont fendus pour éviter la création de boucle de courant dans les plaques. Les fentes sont également présentes sur les pièces de fixation entre le transport et le piège magnétique.

Un défaut est apparu lors du montage au niveau de la chambre PMO entraînant un décalage vertical de l'ordre de 1 mm des bobines de la paire PMO par rapport à la chambre et au reste du transport. Le programme de calcul du courant permet de se donner une idée sur la sensibilité du transport vis à vis d'un tel défaut. Pour tout décalage de l'ordre du millimètre, l'influence est insignifiante. Pour des décalages de 2 à 5 mm, il faut changer le rapport d'aspect $A_{\text{transport}}$ (rapport d'aspect de 2,2 pour un décalage de 2 mm) mais le transport fonctionne tout de même.

5.3.3 Électronique de commande du transport magnétique

L'électronique de commande a pour but de gérer les courants calculés au préalable (paragraphe 5.2) parcourant les différentes paires de bobines pour réaliser le transport. Il s'agit d'envoyer le bon courant à la bonne bobine au bon moment.

La figure 5.14 donne le schéma de principe de l'électronique de commande du transport

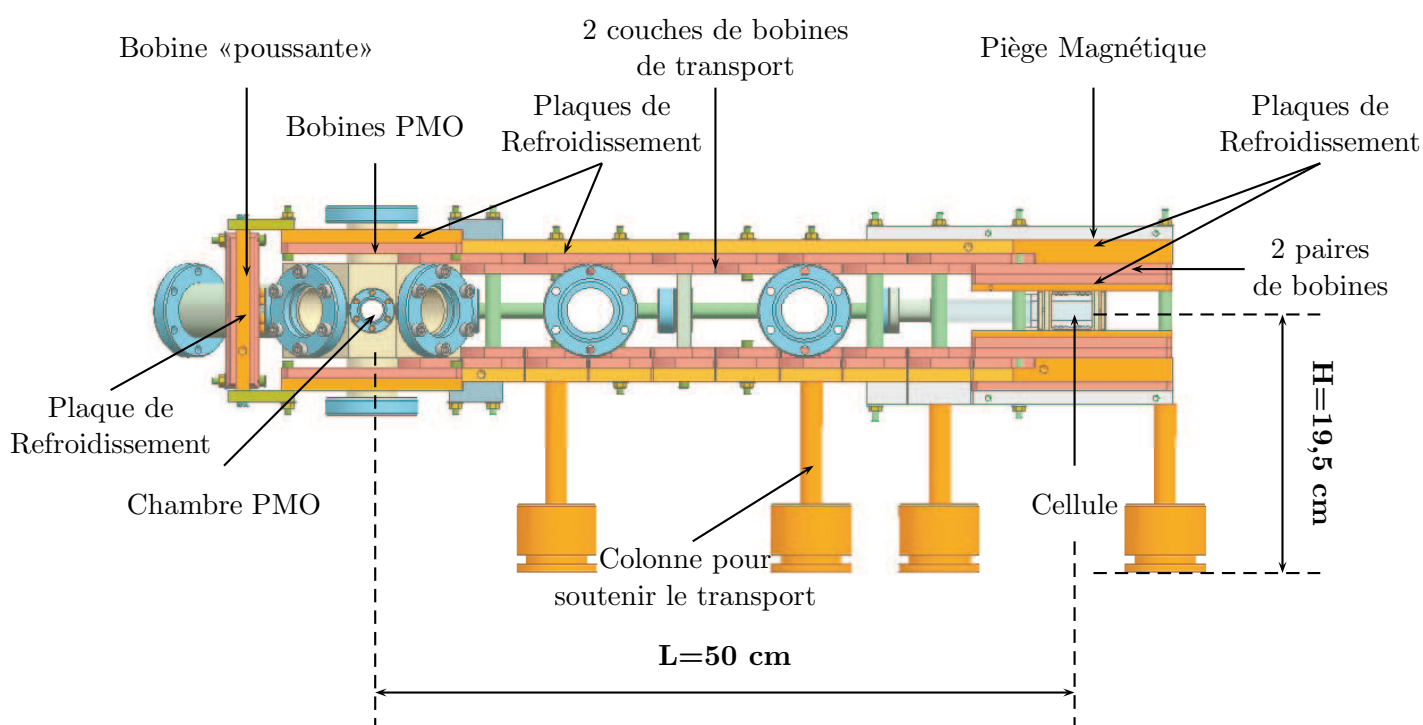


FIGURE 5.10 – Schéma 3D du transport réalisé par l’ingénieur du département de physique Jack Olejnik (vue de profil).

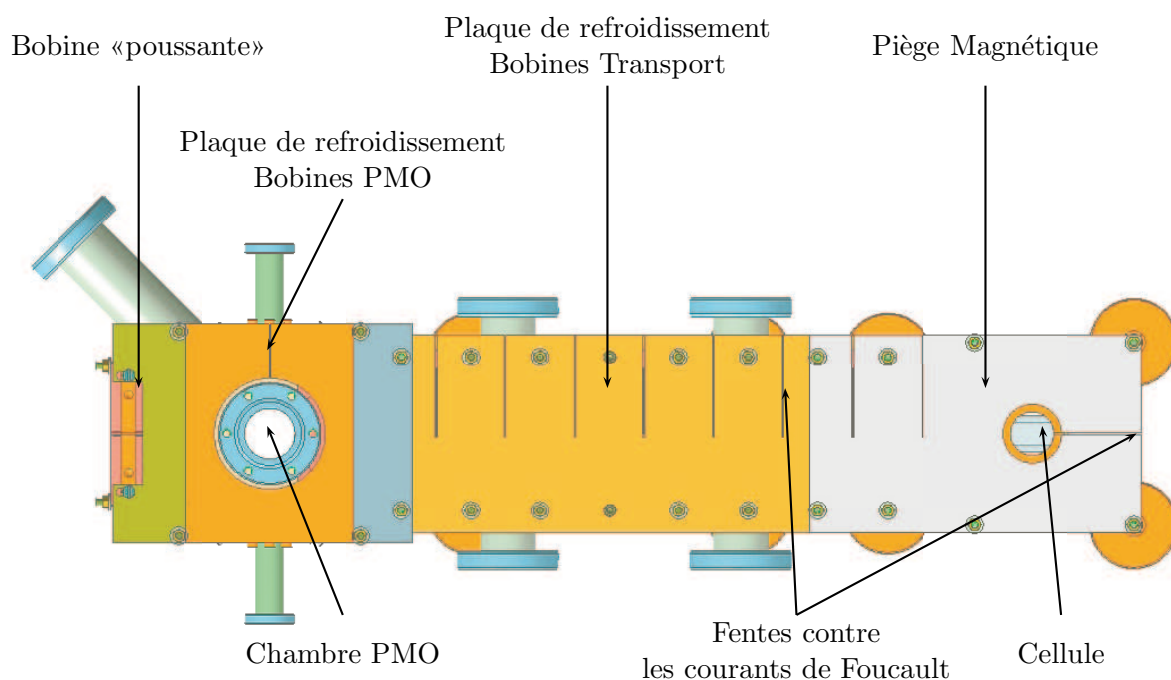


FIGURE 5.11 – Schéma 3D du transport réalisé par l’ingénieur du département de physique Jack Olejnik (vue de dessus).

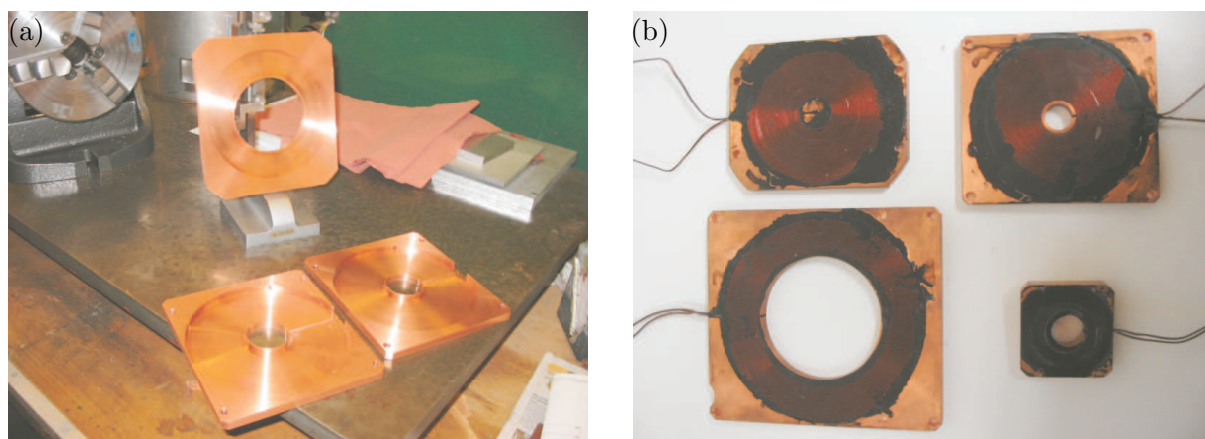


FIGURE 5.12 – (a). Support d'une bobine fabriqué à l'atelier de mécanique du département de physique de l'ENS.(b). Différents types de bobines : bobine de transport, bobine «poussante», bobine PMO et bobine de courbure du piège magnétique en configuration Ioffe-Pritchard.

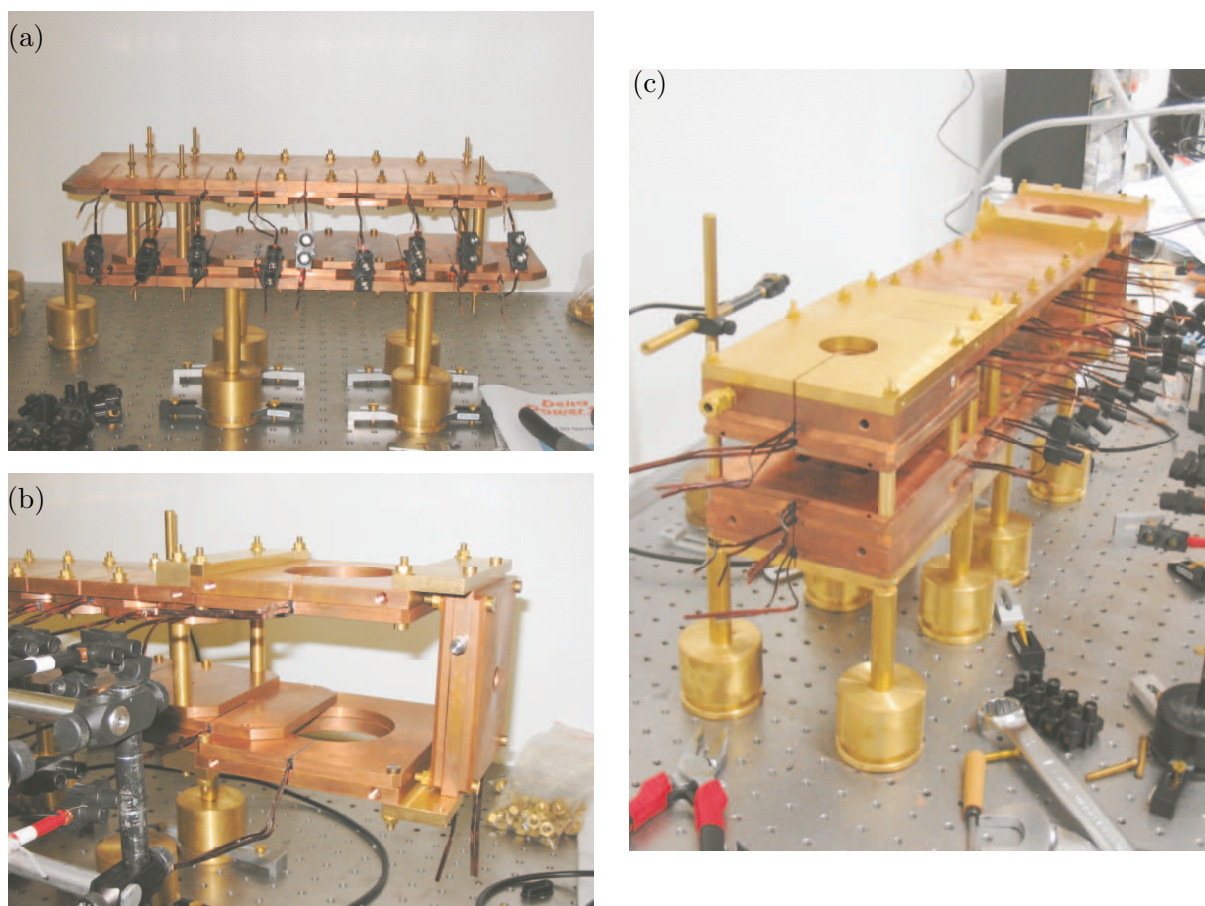


FIGURE 5.13 – Différentes photos du transport magnétique : (a). Partie Transport. (b). Début du transport avec la bobine «poussante». (c). Chaîne totale du transport

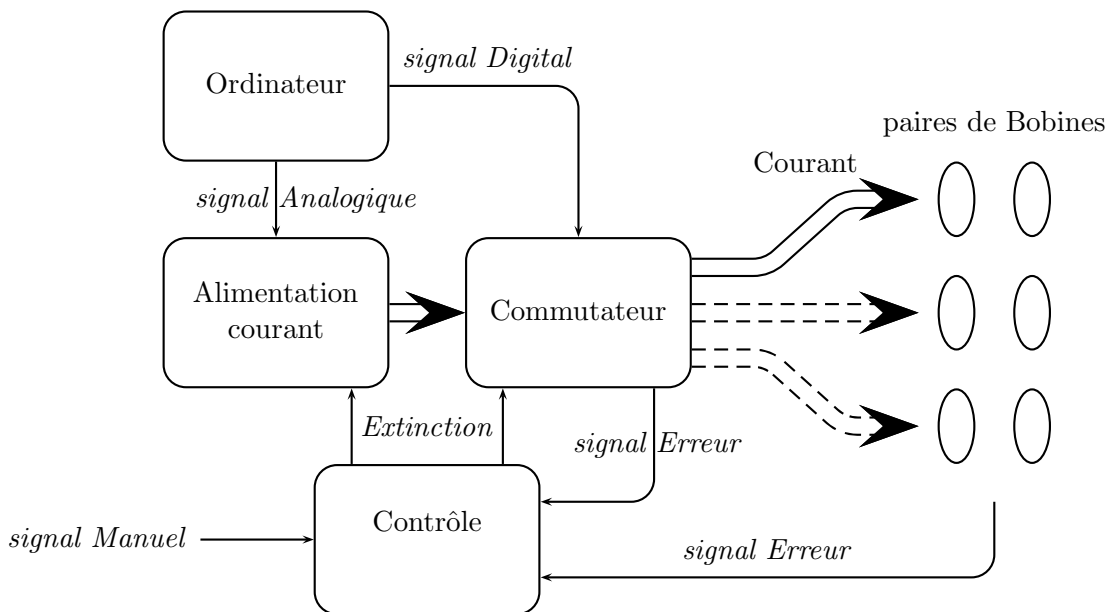


FIGURE 5.14 – Schéma de principe du système électronique de contrôle du transport magnétique

magnétique. L'ordinateur de commande est le chef d'orchestre : d'une part, il fournit aux alimentations de courant des signaux analogiques correspondant aux courbes de courant demandées ; d'autre part, l'ordinateur fournit des signaux digitaux aux bons interrupteurs (contenus dans une boîte «Commutateur») permettant d'orienter le courant fourni par l'alimentation vers la bonne paire de bobines. Les températures au niveau des bobines et des interrupteurs sont mesurées, et des signaux d'erreurs sont éventuellement générés par une boîte de contrôle en cas de chauffage trop important. Ces signaux d'erreurs sont envoyés à la fois vers les alimentations et les boîtes d'interrupteurs ce qui permet de tout stopper en cas de problème.

Nous avons à notre disposition un système National Instruments PXI 1042 qui consiste en un châssis possédant à la fois l'ordinateur de commande avec MSWindows et un grand nombre de sorties digitales et analogiques (voir le chapitre 6 sur le programme). Nous disposons de quatre alimentations de courant (mais seulement trois seront utilisées en même temps) :

- 2 Delta Electronika 30V 100A
- 2 Delta electronika 15V 200A

L'alimentation du piège magnétique est différente pour des raisons de résistance plus élevée (Kniel 52 V, 75 A). Son électronique sera également différente compte tenu de son rôle particulier. En effet, une seule des deux paires des bobines est utilisée pour le transport et il faudra allumer la deuxième paire branchée en série avec un interrupteur «analogique» supplémentaire pour comprimer le piège adiabatiquement.

Chaque alimentation fournit du courant à trois paires de bobines. Chacune possède une boîte «Commutateur» qui contient les interrupteurs pour couper et fermer les circuits de chaque paire de bobines. Il y en a une pour chaque alimentation. Au niveau sécurité, chaque boîte «Commutateur» reçoit des signaux d'erreur gérés par la boîte «Contrôle» qui ouvrent les interrupteurs en cas de problème. Le schéma de la boîte «Commutateur» (fig. 5.15 (a)) montre les trois paires de bobines pour chaque alimentation et leur interrupteur respectif. En entrée des interrupteurs, un décodeur est présent pour allumer le bon interrupteur en fonction des signaux digitaux envoyés par l'ordinateur. Les courants typiques sont compris entre 0 et 50 A, voire 100 A pour certaines

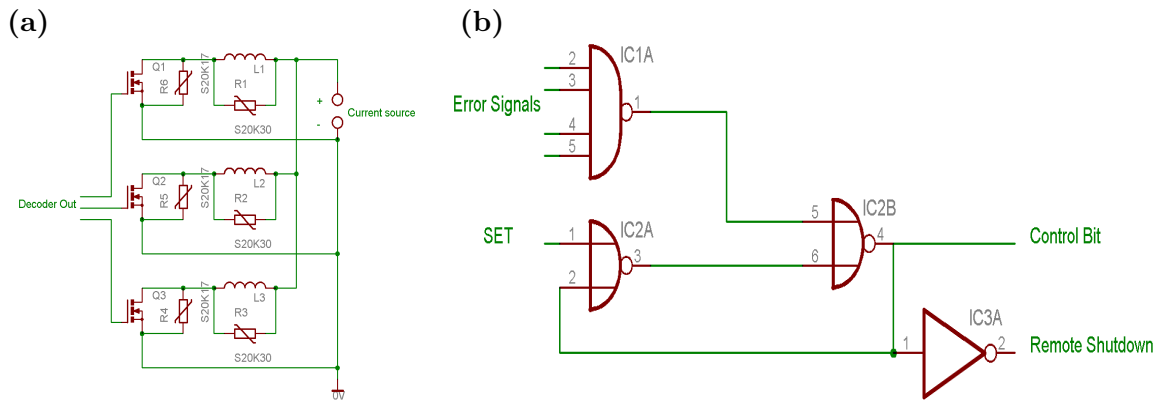


FIGURE 5.15 – (a). Boîte «Commutateur» : système de trois interrupteurs pour guider le courant vers la bonne paire de bobines. (b). Boîte de contrôle : système de portes logiques NAND et NOR pour gérer les signaux d’erreur.

bobines («poussante», PMO), les interrupteurs doivent donc résister à 100 A. Chacun est composé de trois MOSFETS de puissance en parallèle pour diviser par 9 la puissance à dissiper par MOSFET. Des varistances sont placées en parallèle des bobines et des MOSFETS pour protéger ces derniers des surtensions. Au cas où la tension augmente trop, la résistance de la varistance diminue brusquement et celle-ci court-circuite le MOSFET (ou la bobine) et dissipe l’énergie qui était stockée dans les bobines. Les MOSFETS sont fixés sur des plaques de cuivre pour des raisons de dissipation de la chaleur (voir figure (b) de 5.16).

La boîte de «contrôle» gère les signaux d’erreur qui servent à arrêter le système en cas de problème. Ceux-ci proviennent soit d’une résistance thermique rapide qui peut détecter une éventuelle élévation de température au niveau des bobines, ou un problème de température au niveau de l’électronique des boîtes «Commutateur». La résistance thermique est placée dans un diviseur de tension. Cette résistance est à peu près constante jusqu’à une certaine température critique au delà de laquelle la résistance chute brutalement. La brutale chute de tension qui en résulte fournit un signal déclencheur pour les signaux d’erreurs. Ceux-ci sont envoyés aux boîtes «Commutateur» et vers les alimentations. La boîte contrôle possède également des boutons pour allumer et éteindre manuellement les alimentations et les interrupteurs. Les signaux d’erreur passent par une porte NAND (fig. 5.15 (b)). Le résultat de la porte bascule quand l’un des signaux d’erreur est activé. Un système de deux portes NOR réalisant une rétro-action met le système dans un état dans lequel il est nécessaire de réactiver manuellement le signal SET pour rallumer le système. Les portes NOR assure une certaine stabilité : le système ne peut être réactivé seulement si ses deux entrées, le SET manuel et les signaux erreurs, sont OK. On peut trouver plus de détails de l’électronique dans le rapport de DEA de Patrick Rath (réf. [116]).

Extinction des courants dans les bobines

Notre capacité à éteindre rapidement un fort champ magnétique peut être mise à contribution dans certains cas particuliers. Il est souvent nécessaire de couper le champ magnétique pour prendre une image des atomes. Le temps typique de réponse des MOSFETS étant de $50 \mu\text{s}$, la solution la plus adaptée est de couper les interrupteurs⁶. On mesure l’extinction du champ

⁶La réponse des alimentations de courant Delta à une commande de l’ordinateur est très lente. Le temps de réponse typique de ce type d’alimentation est de l’ordre de 20 ms. Ce temps de réponse a été déterminé en mesurant le temps d’extinction du champ magnétique avec une sonde. Ce temps étant bien plus long que celui mis en jeu par les courants de Foucault, il est attribué à la réponse lente de l’alimentation. Le temps d’allumage

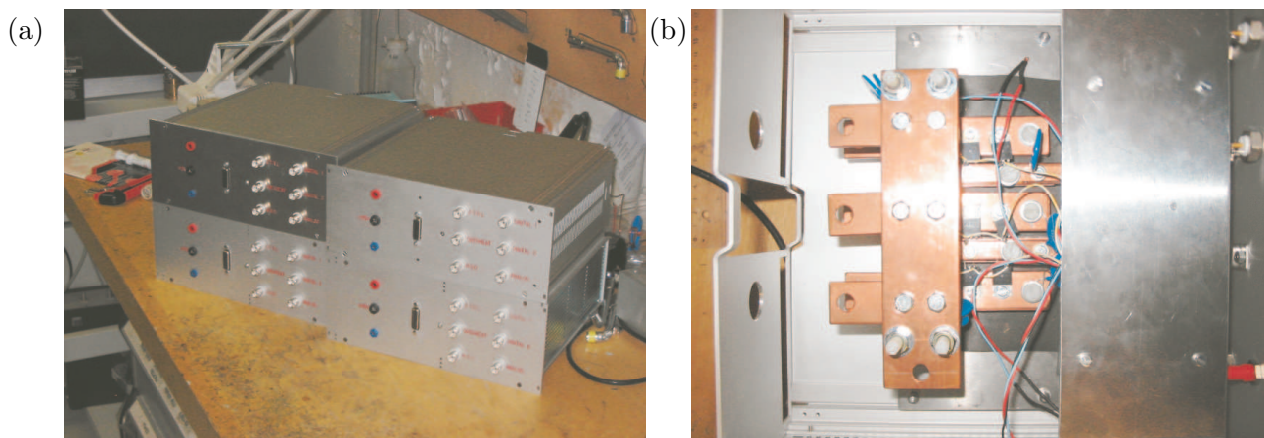


FIGURE 5.16 – (a). Boîtes «Commutateur» contenant les interrupteurs pour diriger le courant vers la bonne bobine. (b). Intérieur d’une boîte «Commutateur» : chacun des trois interrupteurs est constitué de trois MOSFETS fixés sur une plaque de cuivre.

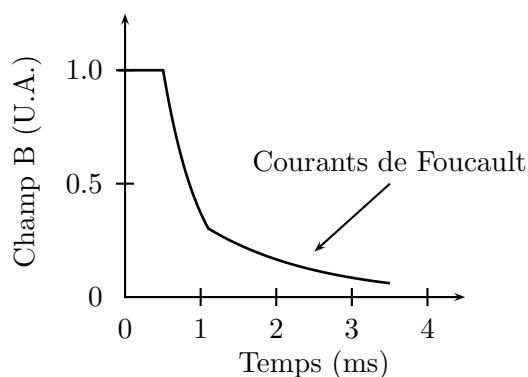


FIGURE 5.17 – Mesure du champ magnétique lors de l’extinction du courant parcourant une paire de bobines.

magnétique avec une sonde. Deux constantes de temps sont visibles sur le signal d’extinction (5.17) : $\tau_1 = 0,5$ ms et $\tau_2 = 1,5$ ms. La longue queue est probablement due probablement aux courants de Foucault lors de l’extinction du piège magnétique, malgré les précautions prises avec la présence de fentes sur le support des bobines.

5.4 Conclusion

Ce chapitre a présenté le principe du transport magnétique, a fourni les courbes de courant nécessaires et a donné les principaux détails techniques de sa réalisation pour notre expérience (voir figure 5.18). La rigidité du montage du transport assure une robustesse du déplacement du piège magnétique et du nuage d’atomes. Au final, l’optimisation du transport doit être réalisée sur les atomes eux-mêmes, avec pour objectif de se trouver dans les meilleures conditions pour le début de l’évaporation dans le piège magnétique.

est de 7 ms quand l’interrupteur est déjà fermé.

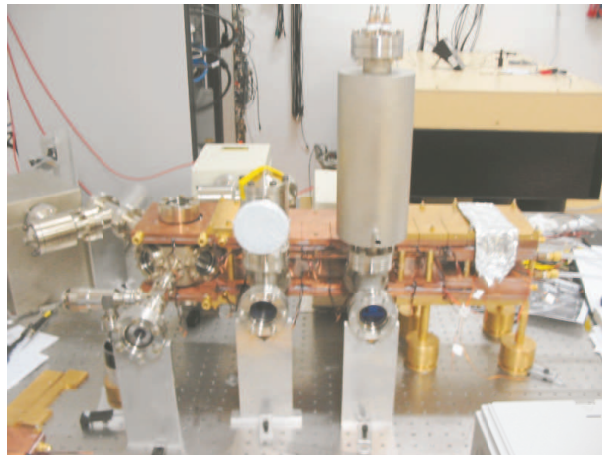


FIGURE 5.18 – Transport monté autour du système à vide

Chapitre 6

Programme de contrôle d'une expérience d'atomes froids

Une expérience d'atomes froids est une machine complexe qui accomplit une série de tâches très variées : contrôler le champ magnétique, éteindre ou allumer les lasers, contrôler la fréquence de ces faisceaux, détecter les atomes sur une caméra. Cela nécessite un chef d'orchestre qui doit faire en sorte que les différentes tâches se déroulent dans l'ordre, ou en parallèle selon les cas, de manière parfaitement contrôlée. Le rôle du chef d'orchestre est tenu par un ordinateur de commande qui est relié à des cartes de sorties analogiques et digitales lui permettant de communiquer avec l'expérience. La construction de cette nouvelle expérience a nécessité la mise en place d'un système informatique de gestion beaucoup plus puissant et complexe que ceux de la génération expérimentale précédente. L'objectif de cette partie est de décrire ce système informatique qui contrôle une séquence typique de production d'un condensat de Bose-Einstein.

6.1 Objectifs et caractéristique du système de commande

6.1.1 Cahier des charges

Voici un exemple de séquence typique pour obtenir un condensat de Bose-Einstein :

- Piège magnéto-optique (PMO) de 20 s
- Mélasse optique de 10 ms
- Pompage optique de 1 ms
- Transport magnétique de 5 s
- Piège magnétique et évaporation de 30 s
- Prise d'image des atomes de quelques dizaines de microsecondes

Pour des études systématiques demandant un grand nombre de mesures, le programme doit pouvoir répéter automatiquement cette séquence en variant 1, 2 ou 3 paramètres, y compris des durées. Cette caractéristique importante apporte une contrainte supplémentaire qui rend la programmation plus complexe.

On veut contrôler tout, ou presque, avec l'ordinateur :

1. La fréquence et la puissance des lasers.

Faire un saut du désaccord des lasers entre la phase du PMO et la phase de mélasse peut nous permettre de passer à un désaccord plus important et donc de réaliser un refroidissement plus efficace. De plus, la possibilité d'éteindre et d'allumer les lasers à volonté est importante. Par exemple, le passage entre le pompage optique, et le transport ou piégeage magnétique, nécessite une extinction rapide du faisceau pompeur. Nous avons un double

système d'extinction. Les obturateurs mécaniques permettent de bloquer physiquement les faisceaux (0 photon). Mais le temps d'extinction est trop lent : typiquement 2 ou 3 ms. Pour assurer le minimum de photons vu par les atomes pendant ce temps de fermeture, on utilise les modulateurs acousto-optiques (AOM) qui peuvent s'éteindre très rapidement (de l'ordre de $1 \mu s$) même si le taux d'extinction n'est pas parfait.

2. Les champs magnétiques : le champ du PMO, le transport, le piège magnétique.

Il s'agit de contrôler le courant parcourant les bobines en donnant une consigne aux alimentations de courant. Cette consigne peut être complexe et dépendre du temps. Par exemple, pour le transport, il faut envoyer les courbes temporelles calculées au préalable (voir chapitre 5). De plus, l'extinction rapide des champs magnétiques est fondamentale. On veut donc pouvoir éteindre brusquement les courants dans les bobines à l'aide d'interrupteurs contrôlés par un signal digital.

3. Le champ tournant du piège magnétique.

Nous voulons avoir la possibilité de contrôler le champ tournant du TOP, c'est-à-dire contrôler l'amplitude, la phase pour rendre le piège le plus rond possible ou au contraire à moduler ces paramètres pour faire des pièges non-triviaux ou mettre les atomes en rotation. Il s'agit de créer un cosinus et un sinus d'une fréquence de 10 kHz, ce qui demande un échantillonnage important.

4. La rampe d'amplitude et de fréquence de l'évaporation.

L'évaporation demande à la fois un signal modulé en amplitude et en fréquence. Il serait intéressant de pouvoir programmer cette double rampe avec notre système de contrôle. En parallèle, on aimerait également avoir la possibilité de produire un signal RF d'amplitude importante pour faire éventuellement des potentiels «habillés» [117].

5. La prise en photo des atomes.

La durée des 2 impulsions du laser imageur (une image avec atomes et une sans) doit être contrôlée avec une précision de l'ordre de la microseconde. De plus, ces deux flashes doivent être synchronisés avec le signal de déclenchement de la caméra et éventuellement la rotation du champ magnétique du piège TOP si on prend une image in situ.

Il nous faut donc un système d'une grande précision et d'une convivialité suffisante pour contrôler facilement tous ces paramètres.

6.1.2 Le système de commande de l'expérience

Cette section présente le matériel que nous avons à notre disposition pour contrôler l'expérience. Les tâches sont réparties sur 3 ordinateurs :

- Un système de contrôle
- Un ordinateur dédié à la caméra
- Un ordinateur d'analyse

Le système de contrôle provient de chez National Instruments.

Ce système est composé des éléments suivants :

- un ensemble de cartes possédant en tout : 8 entrées et 26 sorties analogiques codés sur 12 bits ($\pm 10V$), 64 sorties digitales TTL. Le taux d'échantillonnage maximal est de $5 \mu s$ par point.
- le châssis PXI-1042 qui contient un bus PXI qui permet à toutes les cartes de partager la même horloge et le même signal déclencheur. Notons qu'il possède un système de refroidissement par air.

- le contrôleur PXI 8185 qui est un véritable ordinateur de commande. Il possède un processeur Celeron 1,2 GHz et un système d'exploitation MSWindows XP. La mémoire vive disponible est 512 Mo, ce qui correspond à 64 millions de points.
- une carte PXI permettant une communication GPIB.

La communication entre toutes les cartes entre elles et avec le contrôleur se fait par le bus PXI (voir figure 6.1). Les cartes ne sont pas perturbées par ce qui se passe dans le contrôleur.

Nous verrons par la suite que la puissance d'un tel système nous permet de faire des séquences précises à la microseconde, et d'avoir une parfaite synchronisation entre tous les signaux de commande de l'expérience.

De manière générale, le transfert de données entre l'ordinateur et les cartes peut se réaliser de deux manières, avec un transfert direct aux cartes (DMA) ou avec des interruptions (Interrupts) :

- Interrupts : une carte peut demander à l'ordinateur son attention exclusive. L'ordinateur s'occupe de la carte et ne fait pas autre chose pendant ce temps. L'intérêt de cette méthode est de pouvoir travailler point par point, l'instant du point pouvant être déterminé par une horloge.
- Direct Memory Access (DMA) : Une partie du contrôleur est entièrement dédiée à la transmission des données entre celui-ci et l'ensemble des cartes. C'est la méthode la plus rapide pour transmettre les données. Cette méthode a pour avantage de libérer le processeur pour d'autres tâches comme le traitement de données. L'utilisateur peut interagir avec le programme sans perturber la communication aux cartes.

En ce qui nous concerne, la rapidité du transfert des données est capitale et de plus on ne peut pas se permettre de bloquer l'ordinateur lors du transfert de points. On choisit donc le fonctionnement en DMA.

Il est important que l'ordinateur de contrôle ne soit pas perturbé par d'autres travaux. Les autres tâches sont donc réalisées sur d'autres ordinateurs. Un ordinateur est spécialement dédié à la caméra. Pour les premières expériences, on utilise une caméra BASLER, déclenchable par signal TTL, non refroidie sans fenêtre (pour éviter les franges dues à des réflexions multiples). Le signal de déclenchement provient de l'ordinateur de contrôle car c'est lui qui sait quand l'image des atomes doit être prise. Pour ne pas perturber la prise d'images ou la séquence, le traitement poussé des observations sera réalisé sur un ordinateur dédié à l'analyse pour réaliser des ajustements du nuage et en déduire le nombre d'atomes, la température du nuage, la présence de vortex...

Du point de vue de la programmation, nous utilisons le compilateur C++ Measurement studio de National instruments qui contient les bibliothèques pour parler aux cartes (langages NIDAQmx) et un mode pour créer facilement une interface graphique pour les utilisateurs. Le programme NI Measurement and Automation (MAX) gère la connexion entre les cartes et le contrôleur. Celui-ci vérifie constamment la présence des cartes. MAX permet aussi de tester la communication avec les appareils branchés sur GPIB.

6.1.3 Contrôle de l'expérience

Le schéma 6.1 représente les différentes voies de communication entre les différents éléments de l'expérience, avec l'ordinateur de commande comme cœur de la «machine». Les cartes qui sont directement reliées à l'ordinateur permettent de fournir différents types de signaux. Les signaux digitaux contrôlent les bloqueurs mécaniques de faisceaux lasers, les interrupteurs de la puissance RF des AOMs et les interrupteurs des bobines (transport, PMO, piège magnétique...). Un signal déclencheur digital est envoyé à la caméra pour déclencher celle-ci. Les signaux analogiques permettent de contrôler la fréquence et la puissance RF des AOMs, donc le désaccord et la puissance des faisceaux, les courbes temporelles de courant pour le transport magnétique, le

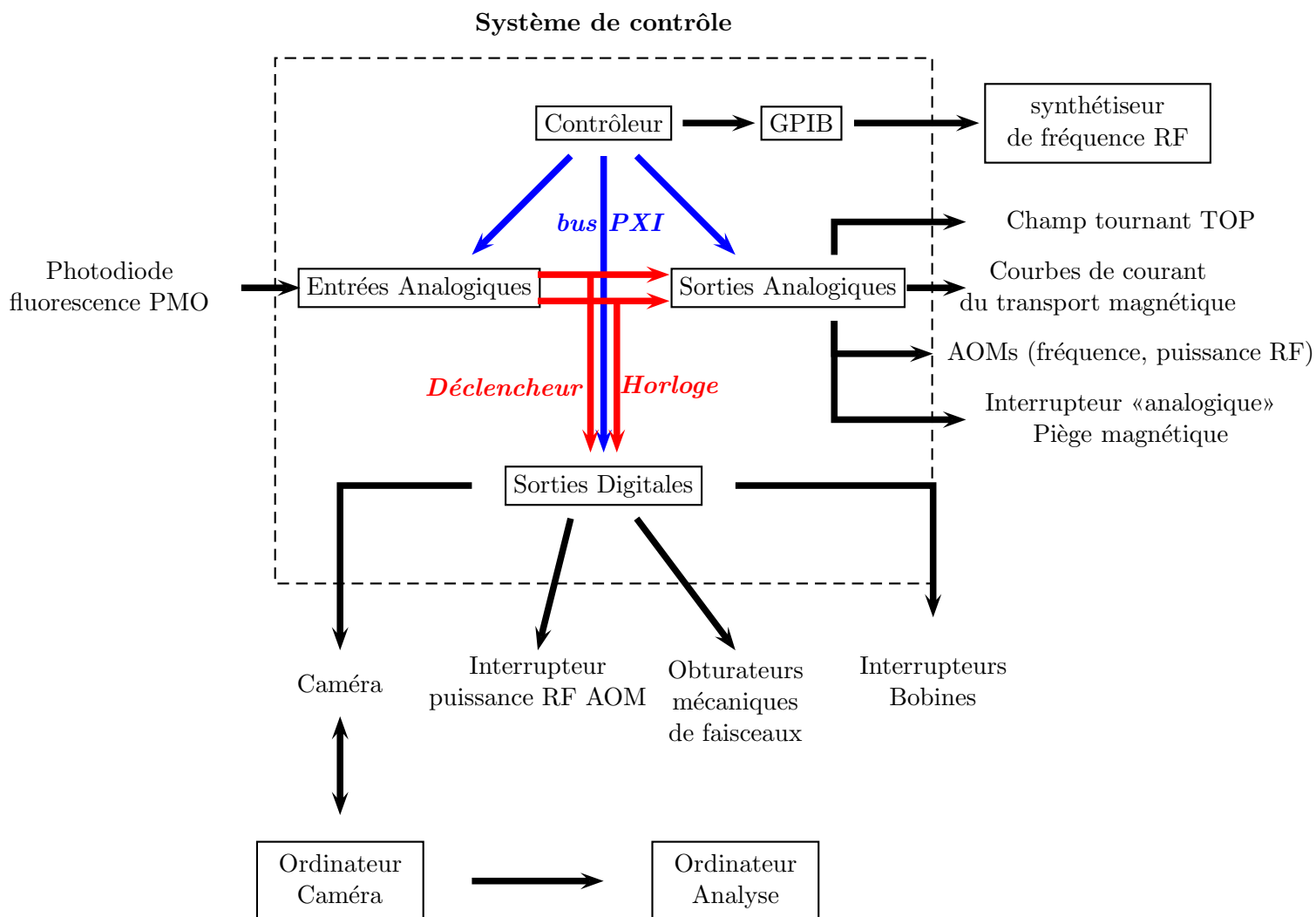


FIGURE 6.1 – Système de commande de l'expérience

champ tournant du piège magnétique ainsi qu'un interrupteur «analogique» pour comprimer adiabatiquement le piège magnétique. Un signal GPIB est utilisé pour contrôler le générateur de fréquence pour l'antenne RF de l'évaporation. Les entrées analogiques peuvent être utiles pour détecter le bon fonctionnement de la séquence, par exemple le chargement du PMO en regardant la fluorescence captée par une photodiode, ou encore se substituer à la caméra d'analyse pour mesurer l'absorption du faisceau sonde.

6.2 Le programme et le fonctionnement des cartes

6.2.1 Différentes Méthodes de programmation

On présente ici plusieurs solutions existantes de programmation d'expérience d'atomes froids.

Méthode utilisant l'horloge de l'ordinateur

Cette méthode a été utilisée sur l'ancienne expérience. Le principe est d'utiliser l'horloge de l'ordinateur pour la synchronisation de la séquence. On donne les consignes les unes à la suite des autres en demandant à l'ordinateur d'attendre entre les différentes consignes pour un temps correspondant à la durée des phases. Le programme tourne sous DOS, ce qui permet de s'affranchir des latences de MSWindows et avoir une bonne reproductibilité et une bonne synchronisation des signaux.

Méthode du générateur de fonctions

Cette méthode permet de créer des signaux de manière précise. Il s'agit d'utiliser un système, possédant une mémoire propre, entièrement dédié à la génération des fonctions de type rampe linéaire, arche de sinusoïde... On programme par avance point par point les courbes que l'on veut réaliser et celles-ci sont gardées en mémoire dans le générateur de fonctions. Durant la séquence, ces systèmes fournissent en sortie les courbes programmées sans être perturbés par les autres tâches de l'expérience. La précision de cette méthode vient du fait que chaque instant de la séquence correspond à un point.

Méthode de la mémoire tampon

Le concept de cette méthode est proche de celui utilisant un générateur de fonctions. Il y a néanmoins une différence importante : c'est l'ordinateur qui garde en mémoire tous les tableaux de points. Nous décidons d'utiliser cette troisième méthode que nous allons détailler par la suite.

6.2.2 Principe de la mémoire tampon

L'ordinateur garde en mémoire les points de la séquence dans des espaces mémoires tampons (que l'on appellera «buffer» par la suite), ce qui rend ceux-ci accessibles à tout moment par le programme. Cela permet à l'utilisateur d'avoir une plus grande flexibilité sur les paramètres de la séquence. Ces buffers sont envoyés aux cartes durant la séquence grâce au DMA qui sécurise le transfert des points.

On peut distinguer deux grands principes de fonctionnement que je vais décrire par la suite.

Le «buffer» simple

Pour chaque carte, on dispose d'un tableau de points à deux dimensions correspondant à toute la séquence. Chaque colonne correspond à une voie de la carte et chaque point correspond à un instant précis de la séquence. Par construction, la synchronisation des sorties d'une même carte est parfaite. Pour une synchronisation parfaite entre les cartes, on peut les synchroniser en les mettant sur la même horloge (horloge d'une des cartes) et utiliser un signal déclencheur commun qui fait débiter toutes les cartes précisément en même temps. Les performances annoncées par le constructeur sont très raisonnables : le biais d'une carte à l'autre est de 250 ps, la dérive temporelle est inférieure à 5 ps et la précision est de 50 parties par milliard. Les temps de montée et de descente des sorties analogiques sont de l'ordre de la microseconde.

Pour la séquence on travaille avec 100 000 points par seconde. Ce fort taux d'échantillonnage est nécessaire pour les phases très précises comme l'imagerie (quelques dizaines de microsecondes). Cependant cette précision est inutile pour les longues phases, qui amène à construire de longs tableaux de points contenant peu d'information. C'est le problème principal de cette méthode : le nombre de points peut devenir considérable pour les très longues séquences¹. On

¹Il faut noter que nous sommes obligés d'allumer les cartes pour la séquence complète, même si certains signaux ne sont utilisés que pour une partie infime de la séquence.

devient très vite limité par la mémoire vive de l'ordinateur. Par exemple une séquence typique de condensation de Bose-Einstein dure 60 secondes. Pour les 18 sorties analogiques cela nécessite au strict minimum 108 millions de points codés sur 64 bits, soit 864 Mo de RAM ! C'est plus que la mémoire dont nous disposons. Nous avons donc dû mettre au point une seconde méthode.

Méthode du «buffer continu»

Cette seconde méthode permet d'économiser un grand nombre de points pour les longues phases à signal constant comme le piège magnéto-optique (PMO) ou le piège magnétique. Au lieu de transférer depuis l'ordinateur vers une carte donnée le gros buffer d'un seul coup, il s'agit de donner petit à petit les points à la carte. L'astuce de cette méthode réside dans le fait que si l'on ne donne pas de nouveaux points, la carte va relire de manière continue les points qui sont restés présents dans le buffer². On va donc utiliser des petits buffers : typiquement 100 ms soit 10000 points. Celui-ci peut être répété à l'infini et il évite d'avoir à manipuler de beaucoup plus gros objets, par exemple un buffer d'un million de points pour une séquence de 10 s.

Pour expliquer le fonctionnement de cette méthode plus en détail, on peut considérer que deux buffers sont simultanément en jeu (voir figure 6.2) : le second buffer correspond aux valeurs délivrées par la carte à un instant donné pendant que le premier est en train d'être rempli de nouveaux points par l'ordinateur. Ensuite, quand le deuxième buffer a fini d'être généré en sortie des cartes, la carte passe à la génération des points du premier buffer et l'ordinateur en profite pour mettre de nouveaux points dans le deuxième buffer.

Il faut faire une remarque importante sur la synchronisation nécessaire pour cette méthode. L'ordinateur doit avoir le temps de donner l'ensemble des points d'un buffer en un temps inférieur à la durée de ce buffer. Choisir des buffers trop courts risque de ne pas laisser assez de temps pour parler à la carte. Des buffers trop longs risquent d'avoir trop de points pour être transmis suffisamment rapidement aux cartes. Nous avons fixé la taille du buffer à 100 ms, ce qui fonctionne bien pour un taux d'échantillonnage de 100 000 points par seconde.

L'acquisition «continue» marche avec un principe identique à la génération «continue». Pendant que le deuxième buffer se charge d'accueillir les points en cours d'acquisition, on va lire les points déjà acquis dans le premier buffer. Quand l'acquisition arrive à la fin du deuxième buffer, les rôles permutent et ainsi de suite.

La méthode de buffer pour l'acquisition est très efficace. On peut aller chercher au point près (i.e. 10 microsecondes pour nous) la valeur voulue et le traitement éventuel (ajustement, moyenne...) est aisé car le signal acquis est directement enregistré dans l'ordinateur sous forme de tableau.

6.2.3 Du «buffer» à l'utilisateur

On ne veut pas que l'utilisateur ait à construire par lui-même les buffers. Il lui faut une interface conviviale. Par exemple, mettre le désaccord des faisceaux pendant la phase de mélasse à -50 MHz doit pouvoir se faire avec une commande simple et claire. La construction des buffers doit donc être cachée à l'utilisateur.

Une interface graphique simple (voir figure 6.3) est constituée des boutons correspondant aux principaux paramètres de la séquence. Elle permet également de lancer une séquence ou une série correspondant au code à l'intérieur du programme. Elle permet d'afficher des graphes, comme par exemple la fluorescence du PMO, et des résultats d'ajustements que l'on peut voir sans aller dans les fichiers de sauvegarde.

Pour programmer sa séquence, l'utilisateur doit rentrer dans le code. Le langage C++ permet l'utilisation de «classes», ce qui est très intéressant pour structurer le programme. Les principales

²Concrètement, on envoie constamment le même buffer à la carte pour les phases constantes.

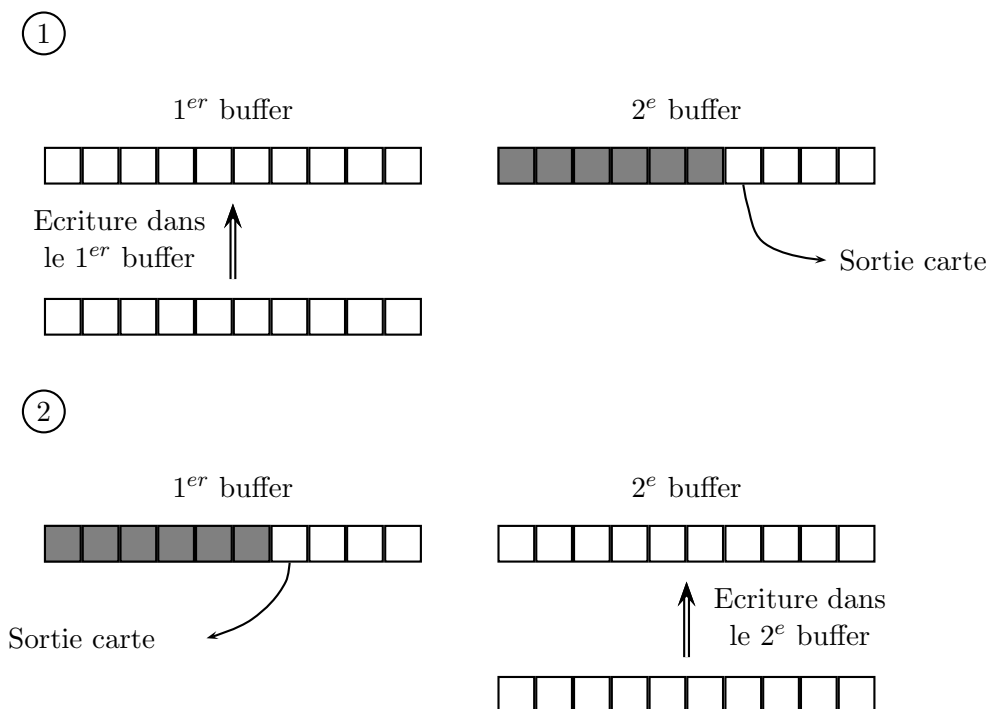


FIGURE 6.2 – Méthode du buffer «continu». 1. Les points du deuxième buffer sont écrits en sortie de la carte pendant que l'on remplit le premier buffer de nouveaux points 2. Ensuite, c'est l'inverse on écrit en sortie de la carte les points du premier buffer pendant que l'on place des nouveaux points dans le deuxième buffer. On alterne ainsi les étapes 1 et 2.

classes du programme utiles pour l'utilisateur sont les suivantes :

- classe *Etape* : une séquence se décompose naturellement sous forme d'étapes correspondant par exemple au piège Magnéto-Optique (PMO), à la mélasse ou au piège magnétique.
- classe *Signal* : associée à une sortie réelle. Pour l'utilisateur, cela permet d'avoir un nom et des valeurs explicites pour une sortie, comme choisir la fréquence d'un modulateur acousto-optique en MégaHerz par exemple.
- classe *Variable* : paramètre de l'expérience comme le désaccord des faisceaux du PMO, le gradient du piège magnétique...Elle permet à l'utilisateur de choisir la valeur d'une variable de manière explicite, un désaccord en MégaHerz par exemple. De plus, il est très facile pour l'utilisateur de changer la valeur d'une variable utilisée à différents endroits.

On peut voir la séquence comme un tableau avec les étapes comme colonnes, les signaux comme lignes et les variables comme valeur dans les cases. Changer une case du tableau revient à écrire une ligne de code dans le programme.

Certaines étapes demandent des courbes de forme arbitraire sur des durées relativement longues (par exemple les cinq secondes de transport). Il n'est pas forcément nécessaire de recalculer ces courbes entre deux lancements de la séquence. Si on change uniquement un paramètre pour une série, on peut simplement modifier les buffers concernés³. Notons que le champ tournant du piège magnétique peut être généré par les cartes de manière compacte, le cosinus et le

³Si on change une durée, tous les buffers après le changement doivent être modifiés.

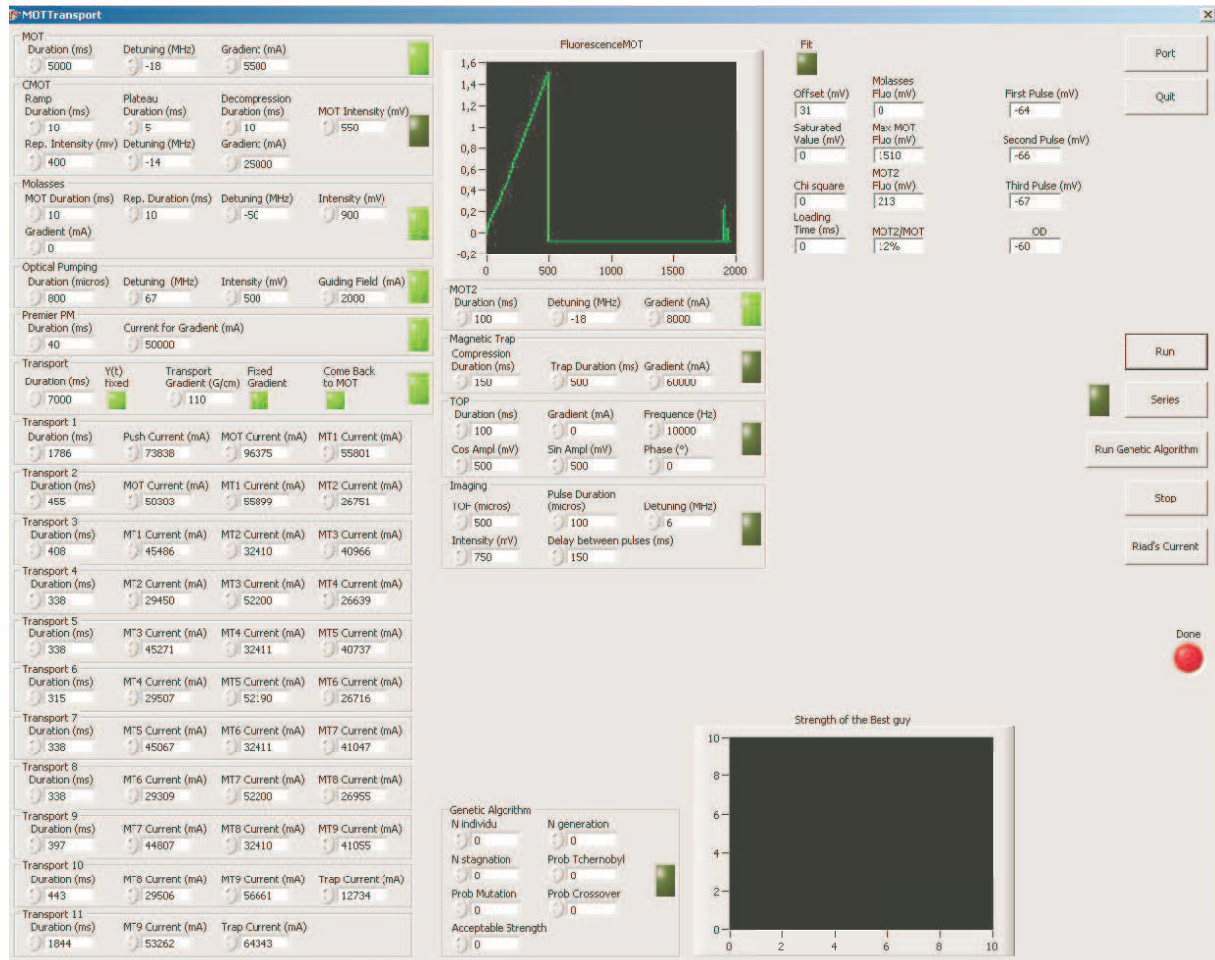


FIGURE 6.3 – Un exemple d'interface graphique avec les principaux paramètres et un graphe en haut de l'interface permettant de visualiser le chargement du piège magnéto-otique.

sinus créant le champ tournant du piège magnétique étant périodiques. Il suffit de remplir un buffer et de le répéter un nombre illimité de fois. La technique du buffer «continu» est donc très utile également pour les signaux périodiques.

Le principe de fonctionnement du programme est le suivant :

1. L'utilisateur fournit les informations sur la séquence sur l'interface graphique et éventuellement avec des lignes simples de commande à l'intérieur du code.
2. Le programme construit tous les petits buffers de la séquence en fonction des informations données par l'utilisateur.
3. Le programme lance la génération des signaux. Les nouveaux buffers sont donnés aux cartes au fur et à mesure que la séquence se déroule. Il est possible de parler en parallèle par GPIB au générateur de fréquence RF pour l'évaporation. A la fin de la séquence, un signal digital est utilisé comme signal déclencheur pour la caméra.
4. Le programme arrête les cartes.

Limitation du programme

La limitation principale de la méthode du «buffer continu» réside dans le fait que pour les phases où les signaux varient de manière arbitraire, il n'est pas possible de faire d'économie

de points. Par exemple, durant le transport les courbes de courants ne sont pas constantes. Le problème vient de la mémoire vive de l'ordinateur utilisée qui arrive très vite à saturation. Une séquence de transport typique de 5 s coûte déjà 70 Mo de RAM.

Le temps limite où le programme commence à ne plus fonctionner est relativement long, typiquement 15 s de phase non constante, ce qui est largement suffisant pour nos premières expériences. Au delà de cette limite, l'ordinateur ne fonctionne plus correctement et il n'a pas le temps de transmettre régulièrement les informations aux cartes au cours de la séquence. Comme ce problème risque de devenir limitant pour certaines de nos futures applications, nous envisageons d'augmenter la mémoire vive de l'ordinateur.

6.3 Conclusion

Le système de commande présenté ici permet avec la méthode de «buffer continu» de faire des séquences précises au niveau de la microseconde, ce qui remplit le cahier des charges pour une expérience d'atomes froids. De plus, l'ensemble de l'expérience est contrôlé par l'ordinateur, ce qui nous offre un outil puissant pour faire des expériences originales. Par exemple, le signal du champ tournant du piège magnétique est fourni par l'ordinateur et peut donc être facilement modifié. Une application possible consiste à moduler en amplitude les signaux du champ tournant pour simuler la présence d'un piège anisotrope tournant et mettre en rotation le condensat.

Chapitre 7

Les performances de la nouvelle expérience

Ce chapitre présente les premières évaluations des performances de notre nouvelle expérience. Il s'agit de valider le fonctionnement du transport magnétique, qui est la principale nouveauté de ce montage et qui doit déplacer un nuage d'atomes issu d'un piège magnéto-optique (PMO) de la chambre métallique jusqu'à la cellule d'expérience en verre. Une fois les atomes arrivés dans la cellule, il est nécessaire d'optimiser le transfert du piège quadrupolaire au piège magnétique TOP pour avoir les meilleures conditions initiales pour amorcer le refroidissement évaporatif devant mener au condensat de Bose-Einstein.

7.1 Principe de mesure

7.1.1 Imagerie par fluorescence

Pour évaluer le nombre d'atomes piégés dans le PMO, nous mesurons la fluorescence avec une photodiode. Pour rendre la mesure plus simple à calibrer, nous faisons sauter le désaccord des faisceaux à 0 MHz. Au cours de ce saut, une double dynamique dans la fluorescence mesurée par la photodiode apparaît (voir figure 7.1). Un premier saut brutal correspond à l'émission spontanée qui est immédiatement plus élevée à résonance. Ensuite on remarque une dynamique plus lente de l'ordre de la milliseconde, entraînant une seconde augmentation de la fluorescence. Enfin, les atomes s'échappent puisque la force de rappel du PMO est nul si les lasers sont résonnants et la fluorescence disparaît. Nous interprétons cette double dynamique de la manière suivante : si le nuage est très dense, les atomes au centre du PMO ne sont pas détectés car les photons qu'ils diffusent sont réabsorbés par les atomes du bord. Après le saut du désaccord, le nuage explose et la fluorescence des atomes au centre devient enfin accessible à la mesure. La valeur de fluorescence qui nous intéresse est donc le sommet du second pic de fluorescence qui prend en compte ces atomes du centre. Notons qu'il est possible qu'une partie du nuage reste non détectée par la photodiode et il est en conséquence possible que nous sous-estimions le nombre d'atomes.

7.1.2 Imagerie par absorption

Pour les nuages d'atomes dans le piège magnétique, nous utilisons une imagerie par absorption dont nous rappelons brièvement le principe. Un faisceau sonde est envoyé dans la direction d'imagerie x sur les atomes et nous regardons l'ombre de ces derniers sur une caméra CCD. Nous rappelons que y est la direction horizontale parallèle au transport et z est la direction verticale. Trois images sont prises successivement : une première image $I_{\text{at}}(y, z)$ du faisceau sonde avec

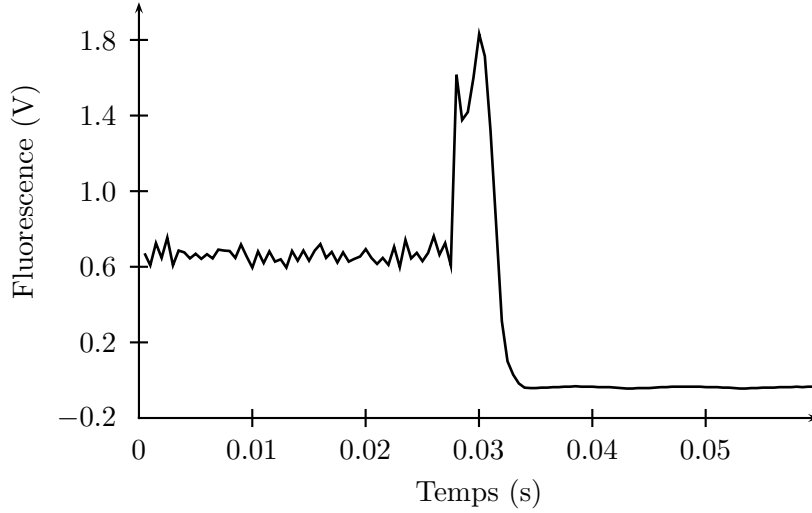


FIGURE 7.1 – Saut de la fluorescence du PMO détectée par la photodiode suite à un saut du désaccord des faisceaux du PMO de -18 MHz à 0 MHz. Après le saut du désaccord, le nuage explose et la fluorescence des atomes au centre devient accessible à la mesure, créant ainsi le second pic.

atomes, une seconde image $I_0(y, z)$ du faisceau sonde sans atome et une image $I_{\text{ref}}(y, z)$ avec le shutter de la caméra fermé pour soustraire le bruit de fond. Un calcul simple conduit à la densité optique :

$$do(y, z) = -\ln \left(\frac{I_{\text{at}} - I_{\text{ref}}}{I_0 - I_{\text{ref}}} \right) = \sigma_{\text{opt}} \int n(x, y, z) dx \quad (7.1)$$

où $n(x, y, z)$ est la distribution spatiale atomique et la section efficace d'absorption vaut :

$$\sigma_{\text{opt}} = \frac{7}{15} \frac{3\lambda_{\text{opt}}^2}{2\pi}. \quad (7.2)$$

Le $\frac{7}{15}$ correspond à la moyenne des coefficients Clebsh-Gordan pour une répartition uniforme des atomes sur les différents sous-niveaux magnétiques pour la transition $F = 2$ à $F' = 3$. Cette formule est valable pour un faisceau sonde résonnant, monochromatique, polarisé linéairement. Pour l'atome de Rubidium $\sigma_{\text{opt}} = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$.

7.1.3 Extraction des informations des images par absorption

La distribution spatiale tridimensionnelle d'un nuage d'atomes dans un piège quadrupolaire est donnée par :

$$n(x, y, z) = n_0 e^{-\mu b'_x \sqrt{x^2 + y^2 + 4z^2} / (k_B T)} \quad (7.3)$$

Une fois ce signal intégré suivant une direction, le profil obtenu n'a pas d'expression analytique simple. Par commodité, pour extraire les informations dont nous avons besoin, nous faisons un ajustement gaussien de la densité optique $do(y, z)$:

$$G(y, z) = d_0 e^{-y^2 / (2\Delta y^2) - z^2 / (2\Delta z^2)} \quad (7.4)$$

Pour les mesures dans le piège quadrupolaire, on s'attend que $\Delta z = \Delta y / 2$ et pour celles dans le TOP $\Delta z = \Delta y / (2\sqrt{2})$.

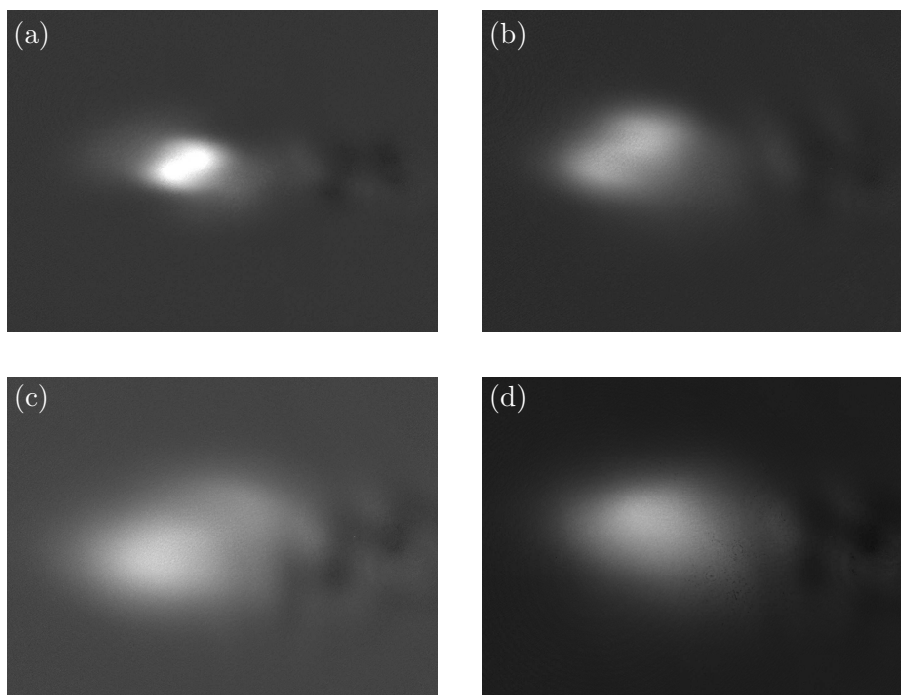


FIGURE 7.2 – Images par absorption d’un nuage d’atomes dans la cellule. (a) Piège comprimé ($b'_y = 150 \text{ G.cm}^{-1}$), temps de vol $t_{\text{vol}} = 500 \mu\text{s}$. (b) Piège comprimé ($b'_y = 150 \text{ G.cm}^{-1}$), temps de vol $t_{\text{vol}} = 8 \text{ ms}$. (c) Piège décomprimé ($b'_y = 50 \text{ G.cm}^{-1}$), temps de vol $t_{\text{vol}} = 500 \mu\text{s}$. (d) Piège décomprimé ($b'_y = 50 \text{ G.cm}^{-1}$), temps de vol $t_{\text{vol}} = 5 \text{ ms}$.

Les difficultés de détection du nuage d’atomes

La figure 7.2 présente plusieurs images par absorption de nuages d’atomes après transport, dans la cellule en verre. Le nuage ne possède pas du tout la symétrie attendue, celui-ci s’allongeant de manière non homogène suivant une diagonale. On peut expliquer ces formes par la présence de courants de Foucault : seule une partie des atomes est détectée, les autres sont mis hors résonance par les champs magnétiques résiduels. La forme étrange du nuage d’atomes ne facilite pas l’ajustement du nuage par une gaussienne. Quand cet effet est présent, l’amplitude du nuage ainsi que la taille sont souvent sous-estimés. On sous-estime donc le nombre d’atomes et la température. Quand le piège est décomprimé ou que le temps de vol est suffisamment long ((d)¹ de la figure 7.2), l’effet est moins visible. En conséquence, le nombre d’atomes détectés augmente quand on augmente le temps de vol. Pour ne pas être gêné par les courants de Foucault, il faut réaliser des temps de vol supérieurs à 10 ms. Pour éliminer ces courants, nous envisageons une modification de la structure qui maintient les bobines, en remplaçant le cuivre avec un matériau d’une plus grande résistivité par exemple.

Variation du désaccord du faisceau imageur

Quand on varie le désaccord du faisceau imageur, on s’attend dans le cas idéal à retrouver la lorentzienne d’absorption de largeur Γ , puisque l’intensité est trop faible pour saturer l’absorption des atomes. Nous avons effectué une mesure du nombre d’atomes en fonction du désaccord du faisceau sonde pour un temps de vol $t_{\text{vol}} = 5 \text{ ms}$ et un piège de gradient $b'_y = 50 \text{ G.cm}^{-1}$ (voir figure 7.3). La largeur de la courbe de réponse est bien plus grande que Γ à cause d’un certain

¹le nuage sur cette image semble plus petit que sur l’image (c) à cause d’une échelle de gris différente.

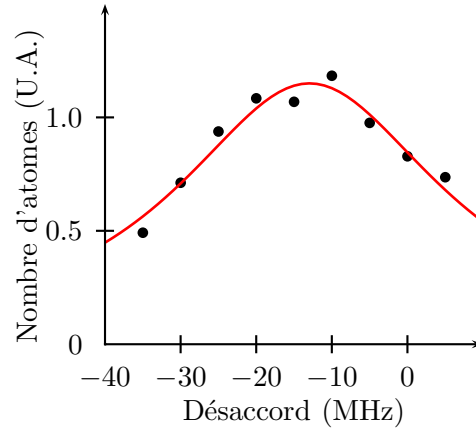


FIGURE 7.3 – Nombre d'atomes détectés en fonction du désaccord du faisceau sonde. Ces mesures ont été réalisées pour un piège décomprimé ($b'_y = 50 \text{ G.cm}^{-1}$) et un temps de vol de $t_{\text{vol}} = 5 \text{ ms}$. L'ajustement par une Lorentzienne (courbe en ligne pleine grise) donne une demi largeur de $\Delta\omega/(2\pi) = 22 \text{ MHz}$.

nombre de défauts. En plus des champs magnétiques résiduels, la largeur spectrale du faisceau sonde intervient probablement car la diode utilisée n'est pas affinée par une cavité externe. La valeur réelle de la section efficace d'absorption $\tilde{\sigma}_{\text{opt}}$ est donc en réalité plus faible que la valeur théorique. Il est donc nécessaire d'essayer d'évaluer $\tilde{\sigma}_{\text{opt}}$ pour ne pas trop sous-estimer le nombre d'atomes lors de nos mesures. La comparaison des mesures par absorption et par fluorescence menée dans la chambre métallique, fournit la valeur $\tilde{\sigma}_{\text{opt}} = 3,3 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$, soit une réduction d'un facteur 50 par rapport à la valeur idéale. En l'absence de mesures complémentaires, on considérera la même valeur de section efficace d'absorption pour les pièges comprimés au risque de sous-estimer le nombre d'atomes.

Evaluation du nombre d'atomes

A partir des paramètres de l'ajustement gaussien, il est possible d'en déduire le nombre d'atomes :

$$N = \frac{2\pi}{\tilde{\sigma}_{\text{opt}}} d_0 \Delta y \Delta z \quad (7.5)$$

où d_0 est l'épaisseur optique au centre du nuage.

Estimation de la température

Il n'est pas évident de faire un lien juste entre la largeur Δy de la gaussienne d'ajustement et celle du profil intégré du nuage d'atomes dans un piège quadrupolaire. L'écart type d'une distribution exponentielle à 1 dimension donne $\sqrt{\langle y^2 \rangle} = \sqrt{2kT/(\mu b')}$. Pour estimer la température, on considérera que $\Delta y \approx \sqrt{\langle y^2 \rangle}$. La relation entre la température et la taille du nuage dans un piège quadrupolaire sera la suivante :

$$k_B T = \mu_B b'_y \Delta y / \sqrt{2} \quad (7.6)$$

Estimation du taux de collisions

La dynamique de l'évaporation est fixée par le taux de collisions élastiques qui doit être le plus élevé possible. A partir des paramètres de l'ajustement Gaussien de la densité optique et du calcul de la température, il est possible de remonter à ce taux de collisions.

On calcule tout d'abord la densité au centre du nuage :

$$n_0 = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \Delta x \Delta y \Delta z} \quad (7.7)$$

avec $\Delta x = \Delta y$ par symétrie du piège.

Pour calculer le taux de collisions γ , on considère que les collisions ont lieu uniquement en onde s, d'où une section efficace de collisions qui vaut $\sigma = 8\pi a^2$, où a est la longueur de diffusion. Nous avons donc :

$$\gamma = \sigma \bar{n} \bar{v} \quad (7.8)$$

où $\bar{n} = n_0/8$ est la densité moyenne et $\bar{v} = 4/\sqrt{\pi} \sqrt{k_B T/m}$.

Estimation de la densité dans l'espace des phases

La condensation de Bose-Einstein est atteinte quand la densité dans l'espace des phases est de l'ordre de l'unité. Evaluer D nous renseigne sur le chemin qu'il reste à parcourir pour toucher au but. On estime la densité dans l'espace des phases de la manière suivante :

$$D = n_0 \lambda^3 = \frac{n_0 h^3}{(2\pi m k_B T)^{3/2}} \quad (7.9)$$

où λ est la longueur d'onde de De Broglie. Les calculs préalables de la densité au centre du nuage n_0 et de la température T nous permettent donc de calculer D .

7.2 La chambre du PMO

C'est le point de départ de l'expérience. La chambre contient une vapeur de rubidium à partir de laquelle nous chargeons le piège magnéto-optique (PMO). Ensuite il faut transférer le nuage dans le piège magnétique qui sert de point de départ au transport avec la plus grande efficacité possible.

7.2.1 Le PMO

Influence de la taille de faisceau sur le nombre d'atomes capturés dans le PMO

Nous avons réalisé une étude sur le nombre d'atomes capturés dans un piège magnéto-optique en fonction de la taille des faisceaux laser. La courbe de la figure 7.4 a été tracée avec les paramètres suivants. La puissance des six faisceaux cumulés sur les atomes vaut $P = \frac{\pi}{2} w_0^2 I_0 = 80$ mW. Le désaccord des faisceaux par rapport à la transition atomique est de 18 MHz, et le gradient du champ magnétique est de 9 G.cm^{-1} . Nous pouvons voir sur cette courbe qu'il y a un waist critique de $w_0 = 10$ mm sous lequel le nombre d'atomes dans le PMO est nettement plus faible. Au dessus du waist critique, le nombre d'atomes est à peu près constant tant que l'intensité des faisceaux est grande devant l'intensité de saturation. Nous avons donc pour le waist critique une intensité totale (i.e. pour les six faisceaux) de $I_0 = 50,9 \text{ mW.cm}^{-2} = 31 I_{\text{sat}}$. Le waist retenu pour la suite vaut 12 mm avec une puissance de $P = 120$ mW donc $I_0 = 53 \text{ mW.cm}^{-2}$.

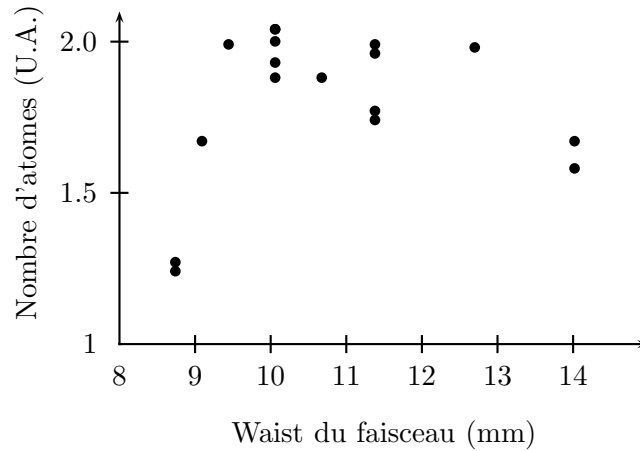


FIGURE 7.4 – Nombre d’atomes piégés dans le PMO en fonction du waist des faisceaux.

Nombre d’atomes

Nous trouvons comme paramètres optimaux pour la phase du PMO un désaccord des faisceaux de $\delta/(2\pi) = -18$ MHz et un gradient de champ magnétique dans la direction verticale valant $b'_z = 6,8$ G.cm⁻¹.

Le PMO est vu par la photodiode sous un angle solide réduit de $\Omega/(4\pi) = 1,8 \cdot 10^{-4}$. Nous mesurons un courant de $1,73 \mu\text{A}$ au niveau de la photodiode quand on fait sauter la fréquence des lasers du PMO à résonance. Si on considère un rendement quantique de $\eta = 0,5$ A.W⁻¹, la puissance émise par le PMO dans les 4π stéradians est 19 mW. Compte tenu de l’énergie d’un photon à 780 nm ($E_{\text{ph}} = 2,55 \cdot 10^{-19}$ J), le PMO dans son ensemble émet $7,5 \cdot 10^{16}$ photon.s⁻¹. Comme $I_0 \gg I_{\text{sat}}$ et les faisceaux sont à résonance, le nombre de photons émis par seconde pour un atome vaut $\Gamma/2 = 17 \cdot 10^6$ photon.s⁻¹ ce qui donne un nombre d’atomes de $4,3 \cdot 10^9$. Comme indiqué plus haut, il s’agit ici d’une borne inférieure au nombre d’atomes, puisqu’il se peut que la fluorescence émise par un atome central n’arrive pas à «s’échapper» du nuage.

7.2.2 Le piège magnétique

Mélasse et pompage optique

Dans un PMO, la taille du nuage croît avec le nombre d’atomes en raison de la force de répulsion effective entre atomes liée à la diffusion multiple [118]. Si on veut brancher notre piège magnétique directement sur le nuage issu du PMO, l’énergie à l’équilibre dans le piège magnétique sera essentiellement due à l’énergie potentielle initiale : 1 mm de rayon correspond à une énergie potentielle de $800 \mu\text{K}$ pour un gradient de 120 G.cm⁻¹. Pour minimiser cette énergie, il semble intéressant de diminuer la taille du nuage avant de brancher le piège magnétique. Dans ce but, nous avons tenté de réaliser un PMO comprimé, technique dont l’efficacité a été démontrée pour des petits nuages atomiques. Le principe est de diminuer au maximum la diffusion multiple en augmentant le désaccord des faisceaux du PMO et augmenter le gradient de champ magnétique. Toujours pour réduire la diffusion multiple, il est également possible de

diminuer la puissance du faisceau repompeur.

L'optimisation de la phase de PMO comprimé sur notre expérience s'est révélée infructueuse, probablement en raison du grand nombre d'atomes piégés. Après avoir joué sur un ensemble de paramètres (branchement et extinction des champs magnétiques, désaccord et intensité des faisceaux du PMO, intensité du faisceau repompeur...), nous avons convergé vers une phase consistant à faire une rampe du gradient du champ magnétique de 10 ms pour descendre celui-ci jusqu'à 0. Le désaccord des faisceaux PMO est nettement augmenté $\delta = -50$ MHz durant cette phase, ce qui correspond au désaccord usuel pour une phase de mélasse. Nous passons ensuite directement à la phase de pompage optique de durée 800 μ s. Environ 70% des atomes sont capturés dans le piège magnétique.

Oscillations dans le piège magnétique initial

Au moment du branchement du piège magnétique, on constate des oscillations du nuage d'atomes (voir figures 7.5 et 7.6). Les oscillations ont deux causes possibles :

- Décalage spatial initial entre le centre du PMO et le centre du piège magnétique. On donne donc de l'énergie potentielle aux atomes. Bien que les deux pièges utilisent la même paire de bobines, ce décalage pourrait être dû à un mauvais équilibrage ou un mauvais alignement des faisceaux du PMO.
- Les atomes subissent un « choc » qui leur communique de l'énergie cinétique, à cause de courants de Foucault par exemple.

Expérimentalement, ces oscillations dépendent fortement de la manière dont on fait le branchement du piège magnétique. En jouant sur les paramètres du PMO et la mélasse, nous n'avons jamais pu nous débarrasser complètement des oscillations au moment du branchement du piège magnétique. Nous présentons ici les oscillations correspondant aux paramètres donnés dans le paragraphe précédent. La phase initiale de l'oscillation φ détermine si l'origine des oscillations est un décalage spatial du centre des deux pièges ou une vitesse initiale. Si $\cos(\varphi) = 0$, c'est un phénomène de vitesse initiale. Si $\cos(\varphi) = 1$, c'est un phénomène de décalage spatial.

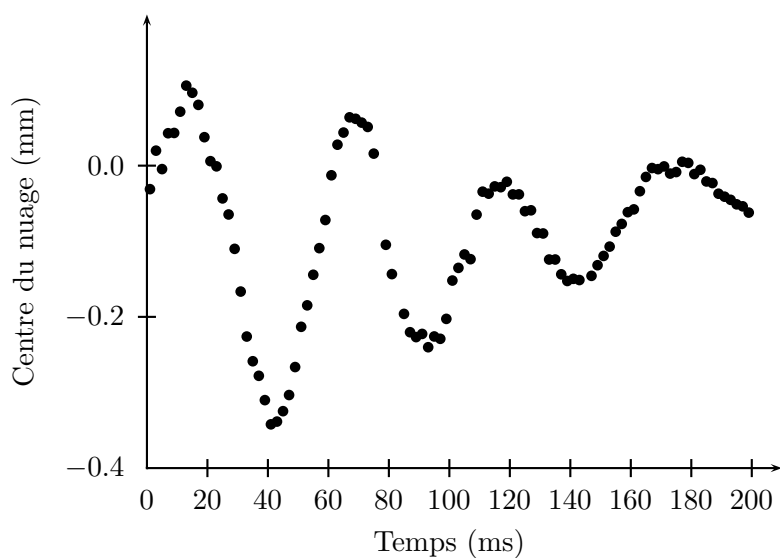
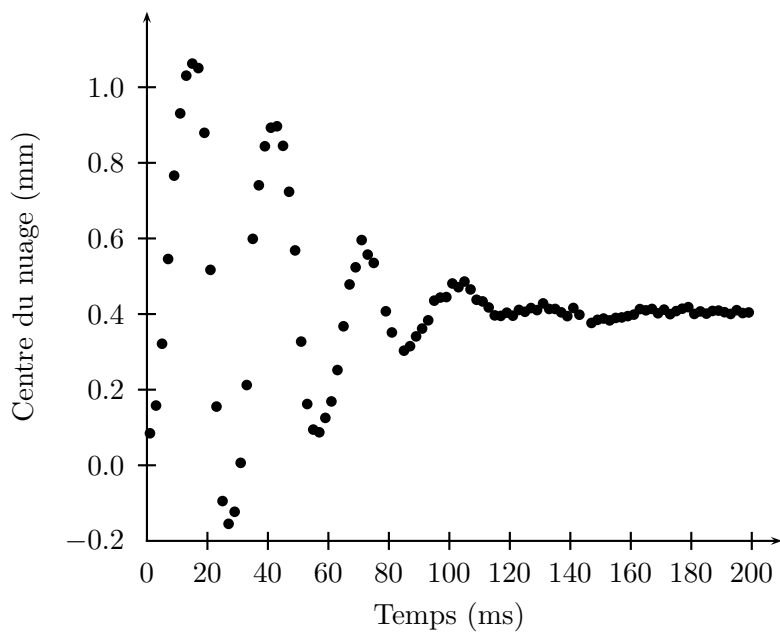
Suivant la direction verticale z (figure 7.6), on trouve $\cos(\varphi) \approx 1$. Ces oscillations sont donc principalement dues à un décalage de 0,8 mm entre le centre du PMO et le centre du piège magnétique. Suivant la direction horizontale y , correspondant à la direction du transport (figure 7.5), on trouve $\cos(\varphi) \approx 0$. Ces oscillations semblent donc dues à une vitesse initiale des atomes. D'après les paramètres d'ajustement, la vitesse initiale est évaluée à $v = 3$ cm.s⁻¹. L'origine des oscillations est probablement un phénomène dynamique secouant le centre du piège magnétique, ce phénomène dépendant de la manière dont nous branchons le piège magnétique. L'agitation du centre du piège pourrait être due à des courants de Foucault dans le support des bobines, voire dans la chambre du PMO elle-même.

7.3 Les performances du transport magnétique

7.3.1 Optimisation du transport

Durée du transport

En mesurant le nombre d'atomes arrivant dans la cellule en verre, nous avons déterminé la durée optimale du transport qui maximise le nombre d'atomes transportés (figure 7.7). L'efficacité du transport présente un clair maximum pour une durée de 6 s. Cette valeur est le meilleur compromis entre deux effets. A cause de la phase d'accélération douce, le nuage d'atomes passe une grande partie de son temps dans la chambre du PMO où la durée de vie ne dépasse pas quelques secondes, on a donc intérêt à ne pas aller trop lentement. En contre-partie, pour une

FIGURE 7.5 – Oscillations du nuage dans le piège magnétique suivant la direction horizontale y .FIGURE 7.6 – Oscillations du nuage dans le piège magnétique suivant la direction verticale z .

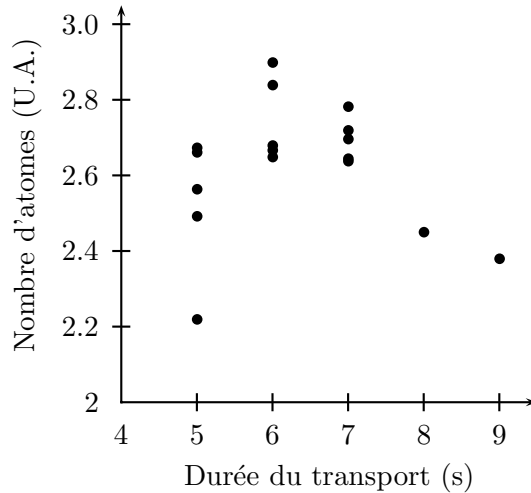


FIGURE 7.7 – On mesure le nombre d’atomes arrivant dans la cellule en verre en fonction de la durée du transport.

durée de transport trop courte, le nuage sera davantage sensible aux imperfections, en particulier à la fin du transport lorsque uniquement deux paires de bobines sont mises en jeu entraînant une variation non contrôlée de la géométrie du piège.

Gradient du transport

De la même manière on cherche le gradient du champ magnétique optimale du transport (figure 7.8). L’efficacité du transport est maximale pour le gradient le plus fort que nous pouvons faire pour le moment. Les pertes plus importantes pour les faibles gradients sont dues à une plus grande évaporation du nuage sur les parois du tube. Les efforts techniques pour obtenir un plus grand gradient de champ magnétique pour le transport pourront être envisagés en cas de nécessité.

7.3.2 Mesure de l’efficacité du transport

Pour évaluer l’efficacité du transport, il faut mesurer le nombre d’atomes avant et après le transport dans les mêmes conditions. Il s’est avéré plus fiable de mesurer le nombre d’atomes à un unique endroit, dans la chambre du PMO, et tester le transport sur un aller-retour entre la chambre et la cellule.

Nous capturons les atomes dans le piège magnétique ($b'_y = 61 \text{ G.cm}^{-1}$) au niveau de la chambre. Ensuite nous faisons le transport aller-retour puis nous recapturons dans le même piège magnétique pour pouvoir comparer au cas sans transport. Après un temps de vol de $500 \mu\text{s}$, nous détectons le nuage d’atomes par la méthode d’imagerie par absorption.

Une première série de mesures a été faite pour des atomes polarisés dans l’état $F = 2$. Nous avons mesuré une efficacité de 17% sur un aller-retour. Nous ne mesurons aucune augmentation significative de température pendant le transport. Sans aller-retour, la taille du nuage vaut $\Delta y = 1,2 \text{ mm}$ ce qui correspond à une température de $T = 360 \mu\text{K}$. Avec aller-retour, nous avons $\Delta y = 1,3 \text{ mm}$ ce qui correspond à une température de $T = 380 \mu\text{K}$.

Une mesure similaire pour des atomes dans l’état $F = 1$ a été faite et donne une efficacité aller-retour de 15%. Dans ce cas une augmentation significative de température a été mesurée.

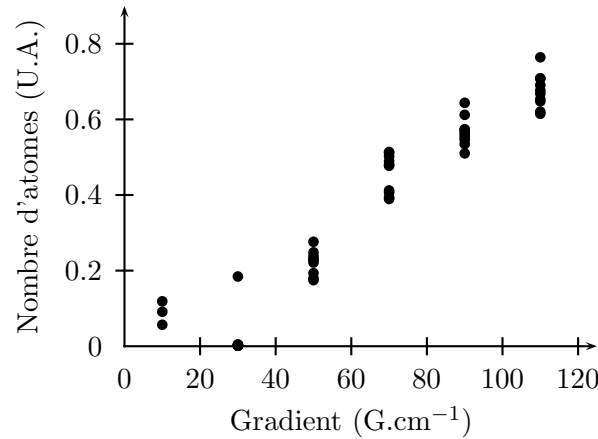


FIGURE 7.8 – On mesure le nombre d'atomes arrivant dans la cellule en verre en fonction du gradient du transport.

On passe de $\Delta y = 1,2$ mm, correspondant à une température de $T = 340 \mu\text{K}$ à $\Delta y = 1,5$ mm et $T = 430 \mu\text{K}$.

Ces efficacités sur un aller-retour sont raisonnables. Attention : il serait imprudent d'en déduire que l'efficacité de l'aller vaut $\sqrt{0,17} = 41\%$. En effet, il est vraisemblable que l'évaporation sur les parois est plus importante à l'aller qu'au retour.

7.3.3 Le nuage d'atomes arrivant dans la cellule

Dans les études qui vont être décrites ci-dessous, notre point de départ après transport est un nuage de $8 \cdot 10^8$ atomes dans la cellule en verre, avec un Δy mesuré de 0,7 mm. Ces atomes sont confinés dans le piège quadrupolaire comprimé $b'_y = 150 \text{ G.cm}^{-1}$. La température de ce nuage est donc d'environ $500 \mu\text{K}$. La densité au centre du nuage mesuré dans la cellule après un piège comprimé vaut $n_0 = 3 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ d'où un taux de collisions de $\gamma = 10 \text{ col.s}^{-1}$ et une densité dans l'espace des phases de $D = 10^{-7}$.

7.4 Du piège quadrupolaire au TOP

Typiquement, le rayon du TOP vaut $R_{\text{TOP}} = 0,9$ mm pour un gradient $b'_y = 150 \text{ G.cm}^{-1}$ et un champ tournant d'amplitude 13 G. Compte tenu de sa température relativement élevée, le nuage dans le piège quadrupolaire a un rayon de 0,7 mm proche du rayon du TOP. Pour optimiser le chargement du nuage dans le TOP, nous envisageons de réaliser un début d'évaporation dans le piège quadrupolaire pour diminuer au maximum la taille du nuage pour que celle-ci soit bien en dessous du rayon du TOP.

7.4.1 Durée de vie dans le piège quadrupolaire

La durée de vie d'un nuage d'atomes dans un piège quadrupolaire est limitée par les pertes Majorana. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 5, la durée de vie est proportionnelle au carré du rayon du nuage Δy [111]. Deux mesures de la durée de vie donnent $\tau = 12$ s pour une taille $\Delta y = 230 \mu\text{m}$, et $\tau = 24$ s pour $\Delta y = 330 \mu\text{m}$. Ces deux points suivent la loi $\tau = 2,2 \cdot 10^4 \Delta x^2 \text{ s.cm}^{-2}$. Le coefficient est proche de celui trouvé à Boulder [111]. Pour les tailles

de nuage plus importantes, la durée de vie n'est plus limitée par les pertes Majorana mais par l'évaporation sur les parois de la cellule. Une mesure pour $\Delta y = 750 \mu\text{m}$, correspondant à un $\eta = 10$, donne une durée de vie de $\tau = 55 \text{ s}$, au lieu des 120 secondes attendues avec la loi ci-dessus.

7.4.2 Évaporation dans le piège quadrupolaire

Pour avoir une évaporation plus efficace, le piège quadrupolaire est comprimé à son gradient maximum, i.e. $b'_y = 150 \text{ G.cm}^{-1}$ dans le plan horizontal. Pour compenser la diminution de la durée de vie (voir paragraphe précédent), l'évaporation doit être rapide quand la taille du nuage est petite vers la fin de l'évaporation.

L'optimisation de la rampe se fait de la manière suivante. Nous optimisons une première partie exponentielle puis nous découpons la fin de la rampe en morceaux linéaires. Nous optimisons la durée de chacun des segments pour un point d'arrivée donné pour maximiser le taux de collisions.

Voici un exemple de rampe :

- Rampe exponentielle de constante de temps $\tau = 10 \text{ s}$ de durée 11 s, de 60 à 20 MHz.
- Rampe linéaire de 20 à 15 MHz de durée 1 s.
- Rampe linéaire de 15 à 12 MHz de durée 1,5 s.
- Rampe linéaire de 12 à 10 MHz de durée 1 s.

Les performances de cette rampe sont les suivantes :

- **Point de départ** : $7,8 \cdot 10^8$ atomes ; température $T = 500 \mu\text{K}$; taux de collisions $\gamma = 10 \text{ col.s}^{-1}$; Densité dans l'espace des phases $D = 10^{-7}$.
- **Point d'arrivée** : $9 \cdot 10^7$ atomes ; température $T = 150 \mu\text{K}$; taux de collisions $\gamma = 25 \text{ col.s}^{-1}$; Densité dans l'espace des phases $D = 10^{-6}$.

Au delà de la réduction de la taille du nuage, l'évaporation a un bilan positif avec un gain dans l'espace des phases de un à deux ordres de grandeur et un taux de collisions qui a augmenté d'un facteur deux à trois.

7.4.3 Chargement et durée de vie du TOP

La difficulté du TOP par rapport au piège Ioffe-Pritchard est la nécessité de réduire la température du nuage avant le chargement, de telle sorte que la taille du nuage soit bien en dessous du rayon du TOP. La profondeur du puits, qui dépend uniquement de l'amplitude du champ tournant, doit être supérieure à la température du nuage : $k_B T < \mu B_0 / 4$. Notre plus grand champ tournant vaut 13 G et donne une profondeur de $220 \mu\text{K}$.

Quand le piège est comprimé au maximum, le gradient vaut $b'_y = 150 \text{ G.cm}^{-1}$ dans la direction faible et le rayon du TOP vaut $R_{\text{TOP}} = 0,9 \text{ mm}$. Les mesures que nous présentons ici ont été faites dans un piège décomprimé $b'_y = 50 \text{ G.cm}^{-1}$ pour avoir un rayon suffisamment grand pour avoir une chance de bien transférer le nuage dans le TOP.

Une mesure de durée de vie a été réalisée avec un nuage de taille $\Delta y = 260 \mu\text{m}$, ce qui est environ 10 fois plus petite que le rayon du TOP (2,7 mm). La durée de vie mesurée est supérieure à 80 secondes. Ce temps nous rend très optimiste sur la possibilité de réaliser la rampe d'évaporation pour atteindre la condensation de Bose-Einstein. Ce long temps de vie signifie également que la qualité du vide est raisonnable.

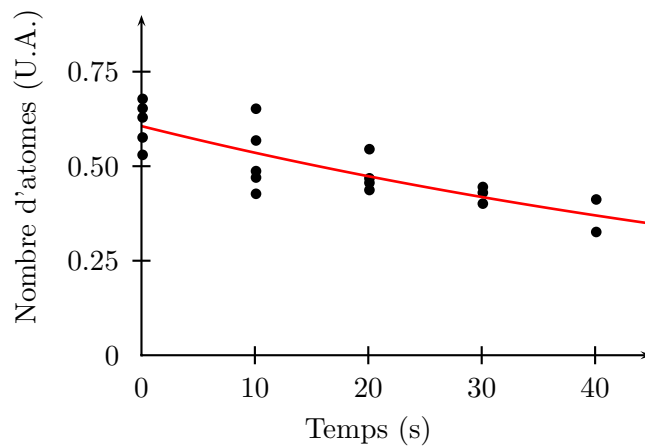


FIGURE 7.9 – Mesure de durée de vie dans le piège magnétique TOP.

7.5 Conclusion

Nous avons pu transporter des atomes de la chambre du PMO vers la cellule avec une efficacité de 26%. Il s'agit maintenant d'optimiser le chargement du piège magnétique TOP et l'évaporation du nuage dans ce piège pour atteindre la condensation de Bose-Einstein. Les précautions contre les courants de Foucault semblent ne pas avoir été suffisantes, ceux-ci causent encore des problèmes au niveau du chargement du piège magnétique dans la chambre du PMO et au niveau de la détection des atomes. Il va donc être nécessaire de revoir les pièces et remplacer le cuivre par du PVC ou un autre matériau moins conducteur de courant pour limiter la présence de ces courants néfastes.

Conclusion

Nous avons présenté dans ce manuscrit les résultats expérimentaux récents de notre équipe portant sur les gaz de bosons bidimensionnels (2D). Nous avons développé une méthode interférométrique qui nous a permis d'étudier la cohérence de nos gaz 2D piégés. Une transition douce entre deux phases distinctes, une première quasi-cohérente à basse température et une seconde à haute température sans cohérence à longue portée a pu être mise en évidence. Cette méthode interférométrique nous a également permis d'étudier la présence des vortex libres en fonction de la température. Les vortex sont en effet des défauts de phase et créent des dislocations dans les figures d'interférence. Nous avons pu mettre en évidence une prolifération des vortex libres dans nos gaz 2D au dessus d'une certaine température critique. La coïncidence entre la prolifération des vortex libres et la perte de la quasi-cohérence est la signature d'une transition douce pouvant être rapprochée de la transition de phase prédite par Berezinskii [23], Kosterlitz et Thouless [24] dans les systèmes 2D homogènes.

Ces résultats marquent le début d'une longue investigation nécessaire pour comprendre parfaitement les gaz de Bose 2D. Qu'en est-il par exemple des paires vortex/antivortex dans la phase quasi-cohérente? Quand elles sont étroitement liées, elles ne sont pas détectables avec la méthode d'interférence. Une détection directe de la densité du gaz 2D est alors nécessaire. Cette observation directe du quasicondensat a été réalisée au NIST [41, 42]. Une étude statistique de la distance entre vortex, avec d'éventuelles corrélations en position, permettrait d'observer les mécanismes mis en jeu lors de la formation et de la brisure des paires de vortex/antivortex.

La théorie prédit également un saut de la densité superfluide à la transition dans un système 2D homogène. Dans notre piège la situation est différente. Si on fait une approximation de densité locale, la température étant la même partout et la densité plus faible sur les bords, on s'attend à ce que la superfluidité apparaisse tout d'abord au centre du système puis sur les bords. Est-ce que cette apparition coïncide avec celle de la bimodalité et d'une phase quasi cohérente mesurée par Krüger *et al.* [79]? L'étude du réseau de vortex issu de la mise en rotation du système ou les amortissements de modes propres préalablement excités ont constitué les principales armes pour l'étude de la superfluidité des condensats de Bose-Einstein. Ce sont certainement des pistes à suivre même si la signature de la superfluidité ne sera pas facile à déterminer. Dans le cas de la rotation par exemple, il sera nécessaire de distinguer les vortex dus à la rotation et les vortex thermiques libres.

Notons pour finir que notre système est dans un régime d'interactions intermédiaire $\tilde{g} = 0,14$ par rapport à un système avec de fortes interactions comme l'Hélium liquide $\tilde{g} \approx 1$ et les systèmes avec de faibles interactions comme les condensats 2D d'atomes de Sodium réalisé au MIT $\tilde{g} \approx 10^{-2}$ [37]. L'utilisation de résonances de Feshbach permet d'envisager l'étude de différents régimes d'interactions pour une étude plus quantitative de la théorie BKT.

Vers une nouvelle génération d'expérience

12 ans ont passé depuis le premier condensat de Bose-Einstein d'atomes froids [5, 6]. Un certain savoir faire s'est développé (chapitre 3) et les exigences se sont élevées car les condensats sont devenus des outils privilégiés pour étudier la physique rencontrée dans des systèmes plus

complexes de la matière condensée. Pour travailler dans de meilleures conditions, les expériences de la nouvelle génération sont à la recherche d'un accès optique toujours meilleur. La solution qui s'est la plus répandue est la séparation de la création du condensat et de la zone de capture des atomes, où les faisceaux du PMO limitent l'accès optique. En conséquence, un transport non dissipatif du nuage d'atomes entre les deux parties de l'expérience devient nécessaire.

Pour notre nouvelle expérience, nous avons choisi de développer un transport magnétique (chapitre 5) en utilisant une chaîne de paires de bobines magnétiques. En jouant sur les courants des bobines, on peut déplacer le centre du piège correspondant au zéro du champ magnétique d'un bout à l'autre de la chaîne. Cette technique a été développée pour la première fois dans le groupe de I. Bloch et T. Hänsch à Munich [27]. La réalisation pratique de ce transport a été un succès (chapitre 7).

Une expérience de condensat de Bose-Einstein nécessite de concevoir un programme complexe (chapitre 6) pour fournir tous les signaux nécessaires de manière parfaitement synchronisée. Notre système intégrant un ordinateur et les cartes de signaux analogiques et numériques, permet désormais de contrôler de longues séquences à la microseconde près. En particulier, des formes quelconques de signaux analogiques peuvent être programmées et il est envisageable de générer avec ce système quasiment l'ensemble des signaux nécessaires pour l'expérience. Un exemple très utile est le champ tournant du TOP qui a une fréquence de 10 kHz, dont la modulation, pour mettre des gaz en rotation par exemple, peut ainsi être programmée de manière immédiate avec cette méthode.

Un vide différentiel à triple étage permet de nous assurer que la qualité du vide est préservée dans la cellule d'expérience vis à vis de la chambre PMO qui contient la vapeur de Rubidium.

Dans l'état actuel de l'expérience, il reste à optimiser le chargement du piège magnétique TOP et l'évaporation du nuage dans ce piège pour atteindre la condensation. Certaines légères modifications du système peuvent s'avérer nécessaires pour les futures expériences. Essayer de réduire les courants de Foucault en utilisant pour le support des bobines un métal moins conducteur comme le laiton et en ajoutant des fentes supplémentaires dans ce même support pourrait aider à la production du condensat et la détection du nuage d'atomes.

Des expériences de rotation ultra rapide sont prévues sur cette nouvelle expérience avec comme objectif majeur le régime de l'effet Hall Quantique fractionnaire, encore jamais observé avec des bosons. Ce régime est atteint quand le nombre de vortex est de l'ordre du nombre d'atomes. Le nombre de vortex atteint dans les expériences actuelles de rotation est de l'ordre de 100. Si on considère qu'un objectif de 100 vortex est raisonnable pour une expérience nouvelle génération, il est nécessaire de posséder moins de cent atomes dans le système. Ce petit nombre doit être détecté par le système d'imagerie avec un bon rapport signal sur bruit. De plus, la possibilité de résoudre les positions des atomes individuellement permettrait de reconstruire les fonctions de corrélations spatiales et mettre en évidence les états de Laughlin. Dans ce but, un système d'imagerie haute résolution est développé par le nouveau doctorant de l'équipe Tarik Yefsah [113].

La poursuite de l'étude des gaz 2D est également envisagée. Le piège TOP nous offre une géométrie différente par rapport à la forme allongée des nuages des récentes expériences. Le TOP permettrait effectivement de faire un «hamburger» plutôt qu'un «sandwich». Une étude semblable à celle menée sur l'expérience actuelle permettrait d'évaluer l'influence de la géométrie sur nos résultats. Cette nouvelle géométrie offre également la possibilité de mettre en rotation le système.

Notre expérience pourra également revenir dans le futur à une configuration Ioffe-Pritchard où le condensat initial possède une forme de cigare. Toujours dans la recherche du régime d'Effet Hall Quantique, ce cigare découpé par un réseau optique 1D dans sa longueur permettrait une rotation de quelques dizaines de «crêpes» possédant naturellement un petit nombre d'atomes. On pourra alors visualiser l'ensemble des crêpes pour avoir accès à des observables moyennées ce qui permet d'avoir un signal plus élevé malgré le petit nombre d'atomes dans chaque site [119]. La

mise en rotation d'un condensat de Bose-Einstein plongé dans un réseau optique 1D permettrait également d'étudier la dynamique d'une ligne de vortex [120–122].

L'étude de la physique de la matière condensée se développe de plus en plus dans la domaine des atomes froids. On peut citer différents axes de recherche : la mise en rotation de gaz fermioniques, les réseaux optiques tridimensionnels, les mélanges bosons-fermions... Ces différents thèmes peuvent également être combinés pour donner naissance à des expériences plus complexes. Certaines peuvent même être d'un intérêt insoupçonné, pouvant sortir du cadre de la matière condensée. On peut décider par exemple de remplir de fermions la ligne de vortex d'un condensat de Bose-Einstein en rotation dans un réseau optique 1D. De cette manière il est théoriquement possible de créer une supercorde de fermions ultra-froids [123]. La théorie des supercordes, dont le but est de fournir une théorie unifiée de la physique, a un inconvénient majeur : l'impossibilité de faire la moindre expérience de vérification. La possibilité de simuler une supercorde avec les atomes froids pourrait combler ce manque et constituerait une perspective révolutionnaire pour l'ensemble de la physique.

Annexe

Annexe 1 : Le transport

Caractéristiques des bobines de transport et du piège magnétique

Le fil de cuivre utilisé pour ces bobines a une section rectangulaire de dimension $1 \times 2,5 \text{ mm}^2$ ce qui correspond à une résistance linéique de $0,68 \cdot 10^{-2} \Omega \cdot \text{m}^{-1}$. Chaque bobine est constituée de deux couches de fil. Les principales caractéristiques des bobines sont résumées dans le tableau 7.10. Nous avons mesuré que le temps de montée du courant parcourant ces bobines après ouverture d'un interrupteur est de l'ordre de la milliseconde. Compte tenu de leur résistance, l'inductance de ces bobines peut donc être estimée à 10^{-4} H .

type	R_{\min} [mm]	R_{\max} [mm]	N_{tours}	résistance calculée [Ω]
Poussante	10	49,5	68	0,08
PMO	39	66	46	0,10
Transport	10	46	62	0,07
PM 1	16	65	86	0,14
PM 2	27,5	54	46	0,08
Ioffe	12	24,5	22	0,03
Helmholtz	18	66	84	0,15

FIGURE 7.10 – Tableau récapitulatif des principales caractéristiques des bobines.

Un exemple de dessin technique d'un support de bobine (en l'occurrence la bobine de transport) est donné sur la figure 7.13. La figure 7.11 montre une vue de profil du transport magnétique monté autour du système à vide.

La bobine Ioffe correspond à la bobine de courbure du piège magnétique en configuration Ioffe-Pritchard. Les bobines Helmholtz sont utilisées pour compenser le champ de biais qui peut être relativement grand (une centaine de Gauss) pour cette configuration. Pour le champ quadrupolaire du piège magnétique, l'une des deux paires, celle qui sert aussi pour le transport, est identique à celle du piège magnéto-optique (PMO), l'autre paire est soit du type PM1 (configuration TOP) soit du type PM2 (configuration Ioffe-Pritchard). Chaque bobine PM1 ou PM2 existe en deux versions, l'une d'elle contenant un filetage pour placer une monture d'objectif pour l'imagerie. La bobine «poussante» est en fait constituée de deux bobines avec la plaque de refroidissement entre les deux. Nous avons à notre disposition une bobine anti-gravité identique aux bobines PMO pour empêcher les atomes de tomber pendant le temps de vol. Les problèmes de courants de Foucault nous ont amené à reconcevoir le support et les bobines du piège magnétique et du PMO. Nous avons décidé très récemment de remplacer les supports de cuivre par des supports en PVC. Pour refroidir ces nouvelles bobines, nous utilisons du tube de cuivre parcouru par de l'eau.

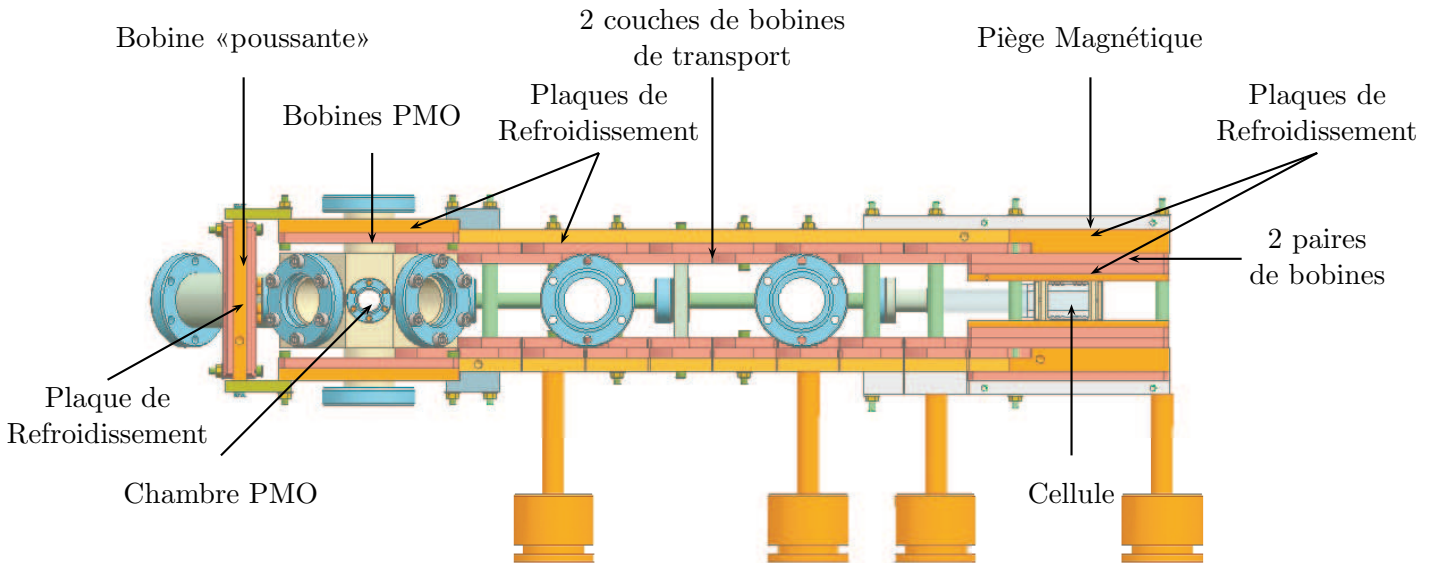


FIGURE 7.11 – Schéma 3D du transport réalisé par l'ingénieur du département de physique Jack Olejnik (vue de profil).

Calcul numérique d'échauffement dans les bobines

Il est possible de réaliser des simulations numériques utilisant le principe des éléments finis pour résoudre l'équation de diffusion de la chaleur et ainsi calculer l'échauffement au niveau des bobines. La figure 7.12 présente un exemple de calcul possible pour deux configurations de notre système de transport. Le principe est de fixer comme conditions aux limites une température de référence constante simulant la présence d'un refroidissement par eau. La conductance du cuivre ainsi que celle de l'isolant autour des fils sont prises en compte. Le programme permet d'évaluer l'échauffement maximum au niveau des bobines une fois l'équilibre atteint. Les températures les plus froides sont en bleus et les plus chaudes en rouge. Ces calculs ont été effectués par Peter Krüger.

Les élévations de températures issues de ces simulations ne dépassent pas 20°C , pour un courant de 50 A parcourant les fils.

Problèmes de refroidissement pour la configuration Ioffe

Des problèmes de refroidissement pour la configuration Ioffe sont apparus sur la petite bobine responsable de la courbure du piège. Au dessus de 40 A, la bobine Ioffe commence à chauffer (température supérieure à 50°C) et pourtant les conditions du test sont plus favorables que pour le fonctionnement réel : le refroidissement à eau est en marche, mais les autres bobines sont éteintes. On veut 50 A pour le fonctionnement normal. Il faudra donc reconcevoir le refroidissement de cette bobine pour une éventuelle utilisation future.

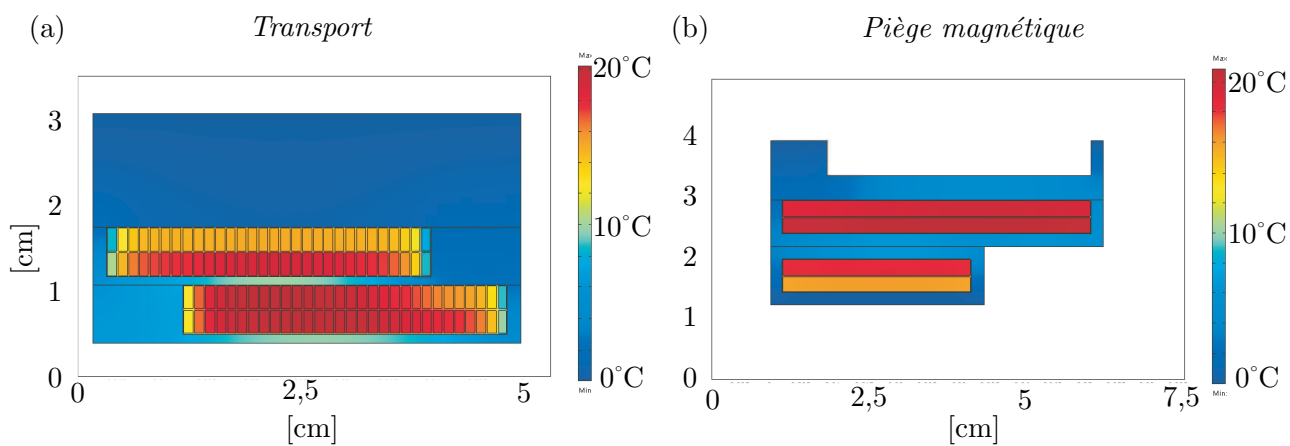


FIGURE 7.12 – Simulation numérique 2D de l'échauffement d'une bobine pour deux exemples de configuration. Les températures les plus froides sont en bleus et les plus chaudes en rouge. Seule la moitié des bobines est représentée sur les figures. (a). Configuration correspondant au transport. (b). Configuration correspondant au piège magnétique.

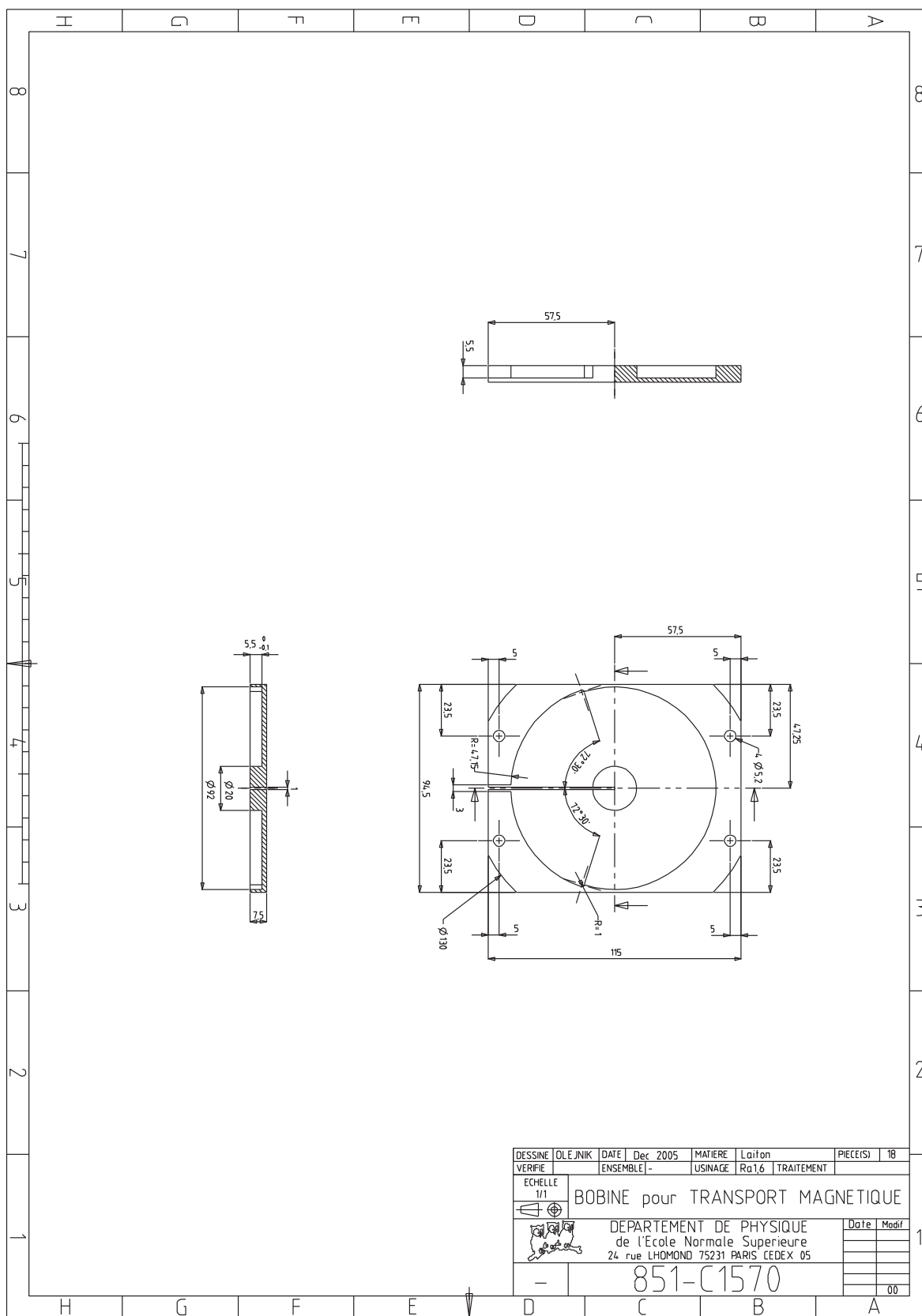


FIGURE 7.13 – Dessin technique d'un support de bobine de transport.

Annexe 2 : Les lasers

La puissance délivrée par les diodes laser ne dépasse généralement pas quelques dizaines de milliwatts. Ces puissances sont limitantes pour réaliser des pièges magnéto-optiques (PMO) avec un taux de capture élevé, et il est alors nécessaire d'utiliser plusieurs diodes dites « esclaves », injectées par une diode « maître ». Une alternative consiste à injecter directement un amplificateur de puissance, appelé MOPA (Master-Oscillator Power Amplifier). Notre modèle de section amplificatrice (Eagleyard EYP-TPA-0780-00500-CMT03-0000) permet de passer de quelques dizaines de milliwatts à 500 mW pour une longueur d'onde proche de 780 nm avec un faisceau en sortie avec un profil spatial correct ($M = 1,6$), compatible avec l'injection d'une puissance raisonnable dans une fibre monomode. La section amplificatrice est en forme d'entonnoir, pour augmenter la taille du faisceau au fur et à mesure de l'augmentation de la puissance et éviter les endommagements. L'injection dans le MOPA se fait par une lentille asphérique de courte focale (Thorlabs 230TM, $f = 4,5$ mm). Une seconde lentille asphérique (Thorlabs 230TM) pour collimater le faisceau de sortie est accompagnée par une lentille cylindrique de focale 100 mm car le faisceau diverge principalement dans la direction perpendiculaire à la section amplificatrice. Cette section amplificatrice est injectée par un laser maître asservi sur la transition atomique du rubidium. Pour des raisons de puissance (double passage dans un AOM qui atténue fortement le faisceau), on utilise un laser esclave intermédiaire pour le faisceau d'injection.

Le système laser dans son ensemble est relativement simple : trois lasers et le MOPA (voir schéma de principe du système laser figure 7.14). Les lasers sont sur leur propre table, dans une boîte en PVC dans laquelle on envoie de l'air sec afin d'éviter la condensation sur les supports refroidis des diodes. Cette boîte s'est avérée nécessaire à cause du taux d'humidité qui peut monter à des valeurs élevées, en particulier en été (75 %). Elle s'avère également utile pour la stabilité des lasers et pour bloquer la lumière parasite. Chaque faisceau est couplé dans une fibre optique monomode, permettant d'avoir des faisceaux gaussiens en sortie.

Notre laser maître et notre repompeur ont la particularité de ne pas avoir de réseau. La lumière émise par ces diodes (TOPTICA LD-0785-0080-1) possèdent un spectre suffisamment étroit pour nos expériences de refroidissement laser². Elles sont relativement puissantes : 60 mW à courant maximale (120 mA). Les vibrations acoustiques de la pièce ne posent aucun problème de stabilité sur l'asservissement de ces lasers. Néanmoins, ces diodes sont extrêmement sensibles aux rétro-réflexions. Un isolateur optique de 30 dB peut s'avérer trop juste, il vaut mieux utiliser un isolateur 60 dB.

Nous avons fait réaliser à l'atelier du laboratoire la monture permettant de fixer la puce MOPA (voir figure 7.15). Cette puce est vissée sur le support principale en forme de T, qui est branché à la masse du circuit électrique. La patte correspondant à la cathode est pincée sur un bloc isolé électriquement du reste de la monture (non visible sur le schéma 7.15). Pour le contrôle en température, on place un module à effet Peltier entre la pièce principale (en forme de T) et le support servant à évacuer la chaleur et on utilise une sonde thermique en contact avec la pièce dont on veut contrôler la température. Des pièces flexibles (en forme de L) sur lesquelles reposent les montures des lentilles d'entrée L_1 et de sortie L_2 permettent de faire précisément

²Des températures de 10 à 15 μ K ont pu être atteintes lors de la mélasse.

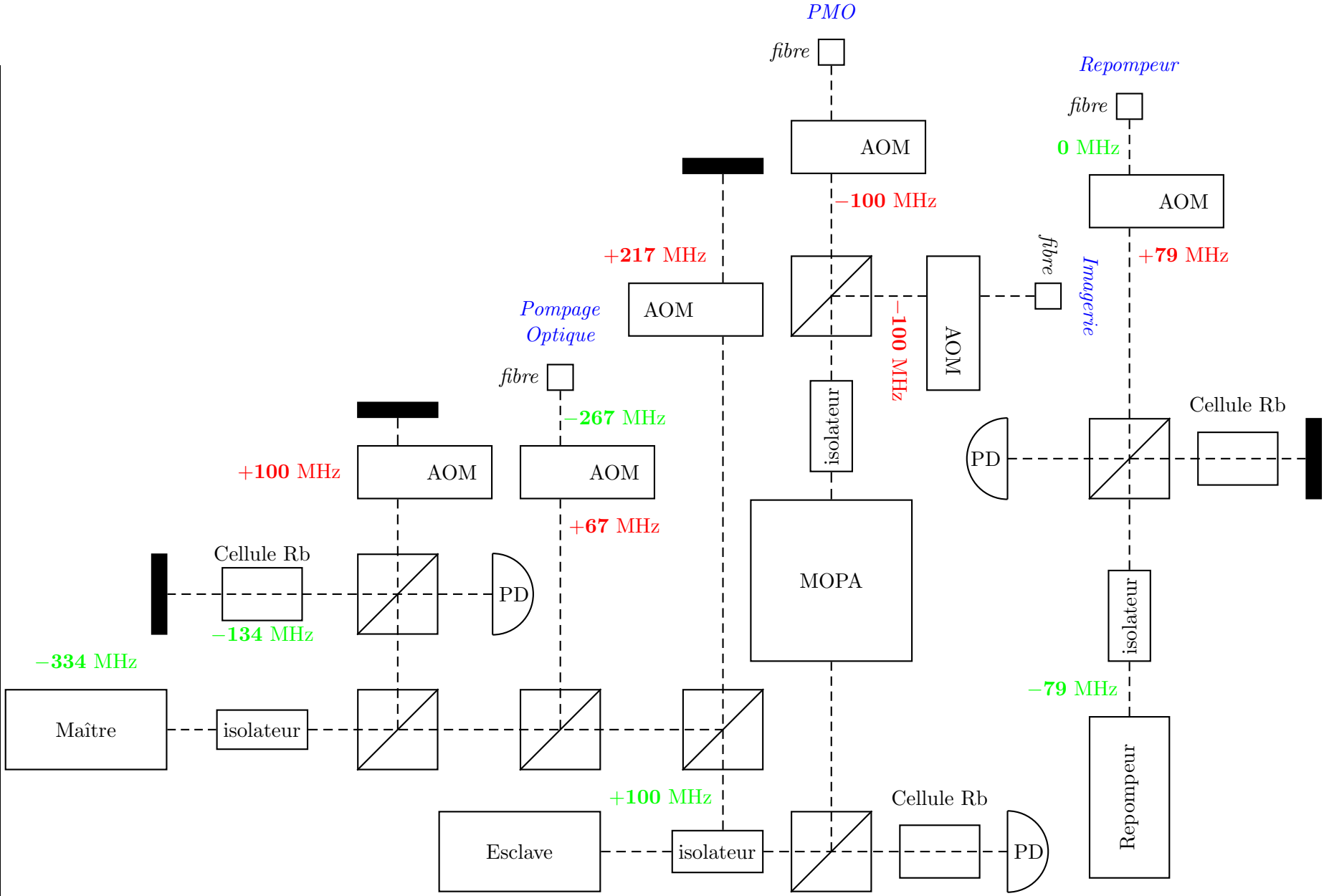


FIGURE 7.14 – Schéma de principe du système Laser.

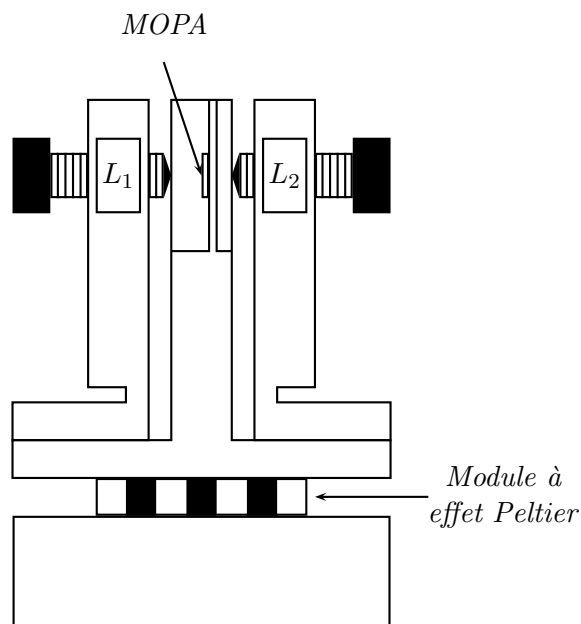
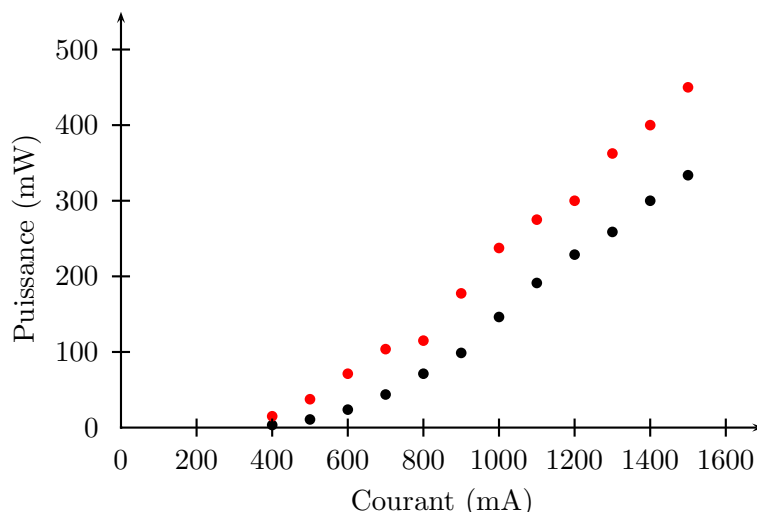


FIGURE 7.15 – Schéma de principe de la monture du MOPA

FIGURE 7.16 – Puissance en sortie du MOPA en fonction du courant. La puissance du faisceau d'injection vaut respectivement $P_{inj} = 10$ mW (noir) et $P_{inj} = 50$ mW (clair).

la focalisation avec une vis micrométrique. Cette monture a été réalisée en bronze de Beryllium.

La figure 7.16 présente la puissance obtenue en sortie du MOPA en fonction du courant pour deux puissances d'injection. On utilise le MOPA avec un courant de 1,5 A. On peut théoriquement monter jusqu'à 1,8 A, mais cela risque de diminuer la durée de vie de la puce.

Il se trouve que les performances du système de refroidissement sont relativement limitées. Il se contente d'empêcher une élévation de température, il n'est pas possible de refroidir le support. Cela n'est pas bien grave car la fréquence du faisceau sortant est fixée par celle du faisceau d'injection, et aucun effet nuisible n'a été détecté jusqu'à présent.

Pour la nouvelle génération plus puissante de MOPA (modèle 1W de M2K TA-785-1000), on envisage plusieurs modifications dans le but d'améliorer le système de refroidissement (voir figure 7.17). Une première idée consiste à enlever beaucoup de matière pour avoir une masse à

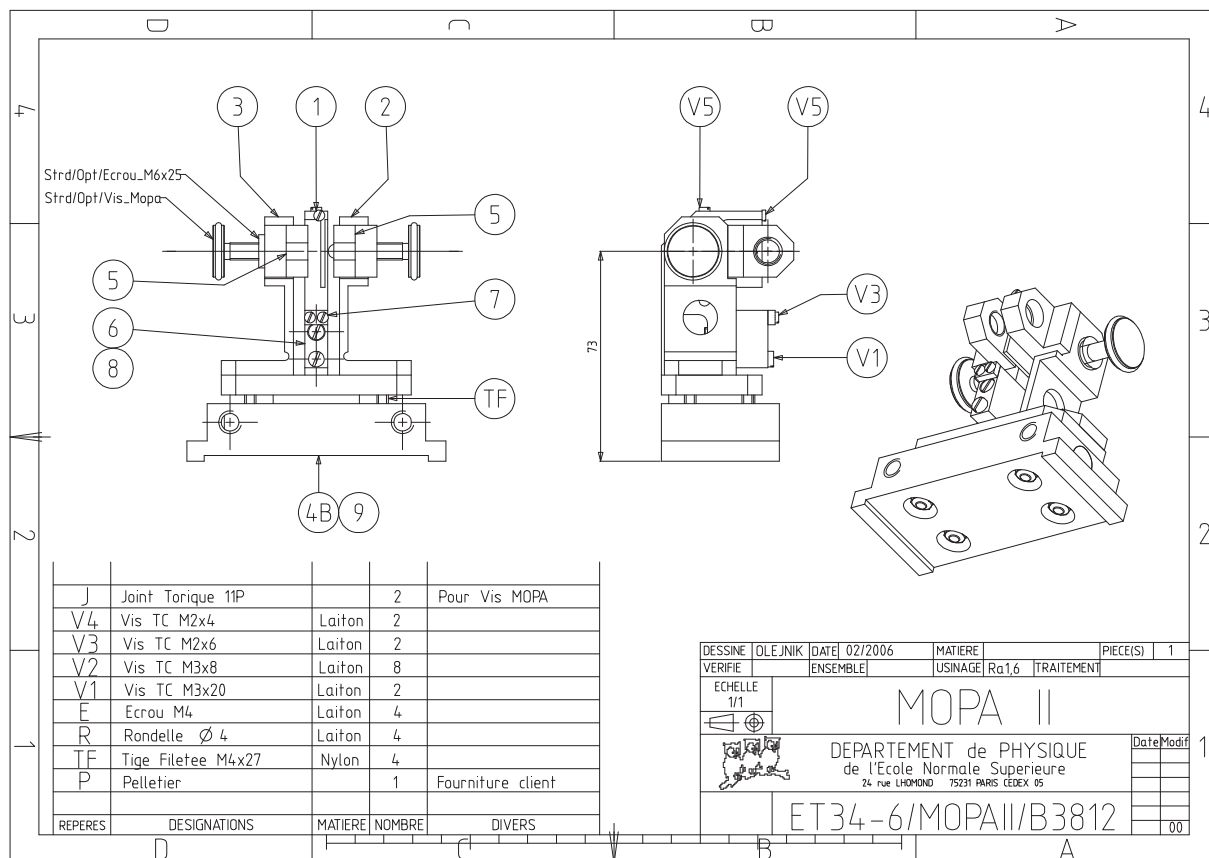


FIGURE 7.17 – Dessin technique du support du MOPA 1W.

refroidir la plus petite possible. La seconde modification est d'ajouter la possibilité de refroidir par eau le support du côté chaud du peltier et servant à évacuer la chaleur. Enfin, les pièces à refroidir sont en cuivre. Les pièces qui ne sont pas importantes pour le refroidissement mais qui demandent une grande élasticité, comme les pièces flexibles en L servant à la focalisation des lentilles, sont en laiton.

Annexe 3 : Expansion d'un vortex dans un gaz de bosons bidimensionnel

La taille d'un vortex est donnée par la longueur de relaxation, qui vaut environ 200 nm dans un quasi-condensat. Avec la résolution limitée des systèmes d'imagerie, il est bien difficile de détecter un aussi petit défaut. Mais si on laisse s'étendre le nuage, la taille du vortex va augmenter au cours du temps de vol. Il est intéressant de connaître le temps caractéristique d'expansion du vortex.

Un calcul de diffraction de Fresnel permet de déterminer l'évolution de la fonction d'onde au cours du temps de vol. Il est ainsi possible d'évaluer l'évolution de la taille relative du vortex par rapport à la taille du nuage en fonction du temps de vol t_{vol} . Dans ce calcul les interactions ne sont pas prises en compte. En effet, ici, l'explosion du nuage a lieu principalement et très rapidement dans la direction qui est initialement très fortement confinée, de telle sorte que le rôle des interactions est très vite négligeable et l'expansion du gaz se décrit en terme de mouvement de particules quantiques libres. Avec les paramètres de notre expérience (chapitre 2), la taille du vortex initial du vortex vaut $R_{\text{vortex}} = \hbar/\sqrt{m\mu} = 0,2 \mu\text{m}$. Le profil spatial du nuage est gaussien d'écart-type σ d'environ $10 \mu\text{m}$. Le trou de densité du vortex est simulé par une tangente hyperbolique et la phase du vortex par un terme $e^{i\varphi} = (x + iy)/\sqrt{x^2 + y^2}$. Le principe du calcul est le suivant :

- Transformée de Fourier de la fonction d'onde 2D $\tilde{\psi}(\mathbf{k}) = TF(\psi(\mathbf{r}))$.
- Multiplication de $\tilde{\psi}(\mathbf{k})$ par la fonction de transfert $e^{2i\hbar t_{\text{vol}} k^2/m}$ où t_{vol} est le temps de vol.
- Transformée de Fourier inverse de ce produit. On prend ensuite le module au carré pour obtenir la densité.

On extrait pour chaque temps de vol le rapport entre la taille du vortex et la taille du condensat. Pour déterminer celles-ci, on prend la mi-hauteur par rapport au maximum. La courbe 7.18 nous permet d'en déduire le temps d'expansion mis par le vortex pour atteindre sa taille finale. On voit que ce temps est extrêmement court, de l'ordre de 3 ns pour les paramètres de notre calcul.

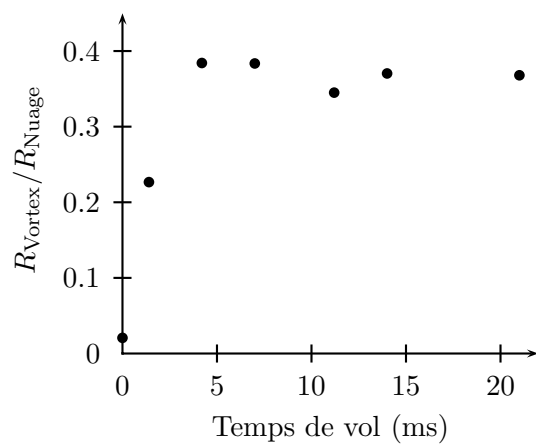


FIGURE 7.18 – Rapport entre la taille du vortex et la taille du quasicondensat en fonction du temps de vol. On remarque que le vortex s'étend rapidement pour atteindre sa taille définitive au bout d'un temps court de l'ordre de 3 ms.

Références

Bibliographie

- [1] Z. Hadzibabic, S. Stock, B. Battelier, V. Bretin, and J. Dalibard, Interference of an Array of Independent Bose-Einstein Condensates, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 180403 (2004).
- [2] Z. Hadzibabic, P. Krüger, M. Cheneau, B. Battelier, and J. Dalibard, Berezinskii-Kosterlitz-Thouless crossover in trapped atomic gas, *Nature* **441**, 1118 (2006).
- [3] W. Ketterle, Nobel lecture : When atoms behave as waves : Bose-Einstein condensation and the atom laser, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1131 (2002).
- [4] E. A. Cornell and C. E. Wieman, Nobel lecture : Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 875 (2002).
- [5] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor, *Science* **269**, 198 (1995).
- [6] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969–3973 (1995).
- [7] A. Einstein, Quantentheorie des einatomigen idealen Gases, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Bericht* **22**, 261–267 (1924).
- [8] A. Einstein, Zur Quantentheorie des idealen Gases, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Bericht* **3**, 18–25 (1925).
- [9] A. Einstein, Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. II, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Bericht* **1**, 3–14 (1925).
- [10] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, Observation of interference between two Bose condensates, *Science* **275**, 637–641 (1997).
- [11] Y. B. Ovchinnikov, J. H. Müller, M. R. Doery, E. J. D. Vredenbregt, K. Helmerson, S. L. Rolston, and W. D. Phillips, Diffraction of a released Bose-Einstein condensate by a pulsed standing light wave, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 284 (1999).
- [12] J. F. Allen and A. D. Misener, Flow of liquid helium II, *Nature* **141**, 75 (1938).
- [13] F. London, The λ -phenomenon of liquid helium and the Bose-Einstein degeneracy, *Nature* **141**, 644 (1938).
- [14] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch, and I. Bloch, Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms, *Nature* **415**, 29 (2002).
- [15] M. R. Matthews, B. P. Anderson, P. C. Haljan, D. S. Hall, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, Vortices in a Bose-Einstein Condensate, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2498 (1999).
- [16] K. W. Madison, F. Chevy, W. Wohlleben, and J. Dalibard, Vortex formation in a stirred Bose-Einstein condensate, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 806–809 (2000).
- [17] C. Raman, J. R. Abo-Shaer, J. M. Vogels, K. Xu, and W. Ketterle, Vortex nucleation in a stirred Bose-Einstein condensate, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 210402 (2001).

- [18] E. Hodby, G. Hechenblaikner, S. A. Hopkins, O. M. Maragò, and C. J. Foot, Vortex Nucleation in Bose-Einstein Condensates in an Oblate, Purely Magnetic Potential, *Phys. Rev. Lett.* **88**(1), 010405 (Dec 2001).
- [19] L. N. Cooper, Bound Electron Pairs in a Degenerate Fermi Gas, *Phys. Rev.* **104**(4), 1189–1190 (Nov 1956).
- [20] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, Theory of Superconductivity, *Phys. Rev.* **108**(5), 1175–1204 (Dec 1957).
- [21] M. Girardeau, Relationship between systems of impenetrable bosons and fermions in one dimension, *J. Math. Phys. (N.Y.)* **1**, 516 (1960).
- [22] L. Tonks, The Complete Equation of State of One, Two and Three-Dimensional Gases of Hard Elastic Spheres, *Phys. Rev.* **50**(10), 955–963 (Nov 1936).
- [23] V. L. Berezinskii, Destruction of long-range order in one-dimensional and two-dimensional systems possessing a continuous symmetry group, *Sov. Phys. JETP* **34**, 610–616 (1972).
- [24] J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, Ordering, metastability and phase transitions in two dimensional systems, *J. Phys. C : Solid State Physics* **6**, 1181–1203 (1973).
- [25] V. Bretin, S. Stock, Y. Seurin, and J. Dalibard, Fast rotation of an ultra-cold Bose gas, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 050403 (2004).
- [26] V. Schweikhard, I. Coddington, P. Engels, V. P. Mogendorff, and E. A. Cornell, Rapidly Rotating Bose-Einstein Condensates in and near the Lowest Landau Level, *Phys. Rev. Lett.* **92**(4), 040404 (Jan 2004).
- [27] M. Greiner, I. Bloch, T. W. Hänsch, and T. Esslinger, Magnetic transport of trapped cold atoms over a large distance, *Phys. Rev. A* **63**(3), 031401 (Feb 2001).
- [28] S. Stock, *Quantized vortices in a Bose-Einstein condensate : thermal activation and dynamic nucleation*, PhD thesis, Laboratoire Kastler Brossel, Département de Physique de l'École normale supérieure (disponible sur le serveur <http://tel.ccsd.cnrs.fr>), 2006.
- [29] R. E. Peierls, *Ann. Inst. Henri Poincaré* **5**, 177 (1935).
- [30] D. J. Bishop and J. D. Reppy, Study of the Superfluid Transition in Two-Dimensional ^4He Films, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1727 (1978).
- [31] A. I. Safonov, S. A. Vasilyev, I. S. Yasnikov, I. I. Lukashevich, and S. Jaakola, Observation of quasicondensate in two-dimensional atomic hydrogen, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4545 (1998).
- [32] S. Dettmer, D. Hellweg, P. Ryytty, J. J. Arlt, K. Stengstock, D. S. Petrov, G. V. Shlyapnikov, H. Kreutzmann, L. Santos, and M. Lewenstein, Observation of phase fluctuations in elongated Bose-Einstein condensates, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 160406 (2001).
- [33] S. Richard, F. Gerbier, J. H. Thywissen, M. Hugbart, P. Bouyer, and A. Aspect, Momentum spectroscopy of 1D phase fluctuations in Bose-Einstein condensates, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 010405 (2003).
- [34] B. Paredes, A. Widera, V. Murg, O. Mandel, S. Fölling, J. I. Cirac, G. V. Shlyapnikov, T. W. Hänsch, and I. Bloch, TonksGirardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice, *Nature* **429**, 277 – 281 (2004).
- [35] T. Kinoshita, T. Wenger, and D. S. Weiss, Observation of a one-dimensional Tonks-Girardeau gas, *Science* **305**, 1125–1128 (2004).
- [36] T. Stöferle, H. Moritz, C. Schori, M. Köhl, and T. Esslinger, Transition from a Strongly Interacting 1D Superfluid to a Mott Insulator, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 130403 (2004).
- [37] A. Görlitz, J. M. Vogels, A. E. Leanhardt, C. Raman, T. L. Gustavson, J. R. Abo-Shaeer, A. P. Chikkatur, S. Gupta, S. Inouye, T. Rosenband, and W. Ketterle, Realization of Bose-Einstein Condensates in Lower Dimensions, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 130402 (2001).

- [38] D. Rychtarik, B. Engeser, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, Two-Dimensional Bose-Einstein Condensate in an Optical Surface Trap, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 173003 (2004).
- [39] Y. Colombe, D. Kadio, M. Olshanii, B. Mercier, V. Lorent, and H. Perrin, Schemes for loading a Bose-Einstein condensate into a two-dimensional dipole trap, *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics* **5**, 155 (2003).
- [40] N. L. Smith, W. H. Heathcote, G. Hechenblaikner, E. Nugent, and C. J. Foot, Quasi-2D confinement of a BEC in a combined optical and magnetic potential, *Journal of Physics B* **38**, 223–235 (2005).
- [41] P. Cladé, C. Ryu, A. Ramanathan, K. Helmerson, and W. Phillips, Observation of phase defects of a quasi-2D BEC in a single dipole trap, June 2007, 38th Annual Meeting of the Division of Atomic, Molecular, and Optical Physics at the American Physical Society, Calgary, Canada.
- [42] P. Cladé, Communication privée.
- [43] D. J. Resnick, J. C. Garland, J. T. Boyd, S. Shoemaker, and R. S. Newrock, Kosterlitz-Thouless Transition in Proximity-Coupled Superconducting Arrays, *Phys. Rev. Lett.* **47**(21), 1542–1545 (Nov 1981).
- [44] V. Bagnato and D. Kleppner, Bose-Einstein condensation in low-dimensional traps, *Phys. Rev. A* **44**, 7439 (1991).
- [45] S. K. Adhikari, Quantum scattering in two dimensions, *Am. J. Phys.* **54**, 362 (1986).
- [46] I. R. Lapidus, Scattering by two-dimensional circular barrier, hard circle, and delta function ring potentials, *Am. J. Phys.* **54**, 459 (1986).
- [47] M. Schick, Two-Dimensional System of Hard-Core Bosons, *Phys. Rev. A* **3**(3), 1067–1073 (Mar 1971).
- [48] S. Pilati, J. Bonorat, J. Casulleras, and S. Giorgini, Quantum Monte Carlo simulation of a two-dimensional Bose gas, *Phys. Rev. A* **71**, 023605 (2005).
- [49] L. Pricoupenko, Variational approach for the two-dimensional trapped Bose-Einstein condensate, *Phys. Rev. A* **70**, 013601 (2004).
- [50] N. D. Mermin and H. Wagner, Absence of Ferromagnetism or Antiferromagnetism in One- or Two-Dimensional Isotropic Heisenberg Models, *Phys. Rev. Lett.* **17**(26), 1307 (Dec 1966).
- [51] P. C. Hohenberg, Existence of Long-Range Order in One and Two Dimensions, *Phys. Rev.* **158**(2), 383–386 (Jun 1967).
- [52] Y. Kagan, E. L. Surkov, and G. V. Shlyapnikov, Evolution of a Bose-condensed gas under variations of the confining potential, *Phys. Rev. A* **54**(3), R1753–R1756 (Sep 1996).
- [53] V. N. Popov, *Functional Integrals and Collective Modes*, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland, 1983.
- [54] D. R. Nelson and J. M. Kosterlitz, Universal Jump in the Superfluid Density of Two-Dimensional Superfluids, *Phys. Rev. Lett.* **39**(19), 1201–1205 (Nov 1977).
- [55] P. Minnhagen, The two-dimensional Coulomb gas, vortex unbinding and superfluid-superconducting films, *Rev. Mod. Phys.* **59**, 1001–1066 (1987).
- [56] D. S. Fisher and P. C. Hohenberg, Dilute Bose gas in two dimensions, *Phys. Rev. B* **37**(10), 4936–4943 (Apr 1988).
- [57] N. Prokof'ev, O. Ruebenacker, and B. Svistunov, Critical Point of a Weakly Interacting Two-Dimensional Bose Gas, *Phys. Rev. Lett.* **87**(27), 270402 (Dec 2001).
- [58] D. S. Petrov, M. Holzmann, and G. V. Shlyapnikov, Bose-Einstein Condensation in Quasi-2D Trapped Gases, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2551 (2000).

- [59] D. S. Petrov and G. V. Shlyapnikov, Interatomic collisions in a tightly confined Bose gas, *Phys. Rev. A* **64**(1), 012706 (Jun 2001).
- [60] R. K. Bhaduri, S. M. Reimann, S. Viefers, A. G. Choudhury, and M. K. Srivastava, The effect of interactions on Bose-Einstein condensation in a quasi two-dimensional harmonic trap, *J Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **33**, 3895–3903 (2000).
- [61] J. P. Fernandez and W. J. Mullin, A unified theory of nuclear reactions, *J. Low Temp. Phys.* **128**, 233–249 (2002).
- [62] C. Gies and D. A. W. Hutchinson, Coherence properties of the two-dimensional Bose-Einstein condensate, *Phys. Rev. A* **70**, 043606 (2004).
- [63] C. Gies, B. P. van Zyl, S. A. Morgan, and D. A. W. Hutchinson, Finite-temperature theory of the trapped two-dimensional Bose gas, *Phys. Rev. A* **69**, 023616 (2004).
- [64] E. H. Lieb, R. Seiringer, and J. Yngvason, A Rigorous Derivation of the Gross-Pitaevskii Energy Functional for a Two-Dimensional Bose Gas, *Communications in Mathematical Physics* **224**, 17 (2001).
- [65] A. Y. Cherny and A. A. Shanenko, Dilute Bose gas in two dimensions : Density expansions and the Gross-Pitaevskii equation, *Phys. Rev. E* **64**(2), 027105 (Jul 2001).
- [66] S.-H. Kim, C. Won, S. D. Oh, and W. Jhe, Bose-Einstein condensation in a two-dimensional trap, eprint/cond-mat , 0003342 (2000).
- [67] M. D. Lee, S. A. Morgan, M. J. Davis, and K. Burnett, Energy-dependent scattering and the Gross-Pitaevskii equation in two-dimensional Bose-Einstein condensates, *Phys. Rev. A* **65**(4), 043617 (Apr 2002).
- [68] E. B. Kolomeisky, T. J. Newman, J. P. Straley, and X. Qi, Low-Dimensional Bose Liquids : Beyond the Gross-Pitaevskii Approximation, *Phys. Rev. Lett.* **85**(6), 1146–1149 (Aug 2000).
- [69] A. Posazhennikova, Weakly interacting, dilute Bose gases in 2D, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1111 (2006).
- [70] D. S. Petrov, D. M. Gangardt, and G. V. Shlyapnikov, Low-dimensional trapped gases, *J. Phys. IV* **116**, 5–44 (2004).
- [71] M. Holzmann, G. Baym, J.-P. Blaizot, and F. Laloë, The Kosterlitz-Thouless-Berezinskii transition of homogeneous and trapped Bose gases in two dimensions, eprint/cond-mat , 0508131 (2005).
- [72] C. Mora and Y. Castin, Extension of Bogoliubov theory to quasicondensates, *Phys. Rev. A* **67**(5), 053615 (May 2003).
- [73] Y. Colombe, E. Knyazchyan, O. Morizot, B. Mercier, V. Lorent, and H. Perrin, Ultracold atoms confined in rf-induced two-dimensional trapping potentials, *Europhys. Lett.* **67**, 593 (2004).
- [74] O. Zobay and B. M. Garraway, Two-Dimensional Atom Trapping in Field-Induced Adiabatic Potentials, *Phys. Rev. Lett.* **86**(7), 1195–1198 (Feb 2001).
- [75] C. Orzel, A. K. Tuchman, M. L. Fenselau, M. Yasuda, and M. A. Kasevich, Squeezed states in a Bose-Einstein condensate, *Science* **291**, 2386 (2001).
- [76] S. Burger, F. S. Cataliotti, C. Fort, P. Maddaloni, F. Minardi, and M. Inguscio, 2D Bose-Einstein condensation in an optical lattice, *Europhys. Lett.* **57**, 1 (2002).
- [77] S. Stock, Z. Hadzibabic, B. Battelier, M. Cheneau, and J. Dalibard, Observation of phase defects in quasi-two-dimensional Bose-Einstein condensates, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 190403 (2005).

- [78] I. Bloch, J. Dalibard, and W. Zwerger, Many-body physics with ultracold gases, preprint, cond-mat/07043011.
- [79] P. Krüger, Z. Hadzibabic, and J. Dalibard, Critical point of an interacting two-dimensional atomic Bose gas, eprint/cond-mat , 0703200 (2007).
- [80] A. Polkovnikov, E. Altman, and E. Demler, Interference between independent fluctuating condensates, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **103**, 6125–6129 (2006).
- [81] T. P. Simula and P. B. Blakie, Thermal activation of vortex-antivortex pairs in quasi-two-dimensional Bose-Einstein condensates, Phys. Rev. Lett. **96**, 020404 (2006).
- [82] R. B. Laughlin, Nobel lecture : fractional quantization, Rev. Mod. Phys. **71**, 863 (1999).
- [83] Y. V. Gott, M. S. Ioffe, and V. G. Tel'kovskii, 'Ioffe trap', Nuclear Fusion Supplement **3**, 1045 (1962).
- [84] D. E. Pritchard, Cooling Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy, Phys. Rev. Lett. **51**, 1336 (1983).
- [85] V. S. Bagnato, G. P. Lafyatis, A. G. Martin, E. L. Raab, R. N. Ahmad-Bitar, and D. E. Pritchard, Continuous Stopping and Trapping of Neutral Atoms, Phys. Rev. Lett. **58**, 2194 (1987).
- [86] T. Bergeman, G. Erez, and H. Metcalf, Magnetostatic trapping fields for neutral atoms, Phys. Rev. A **35**, 1535 (1987).
- [87] F. Chevy, *Dynamique d'un condensat de Bose-Einstein*, PhD thesis, Laboratoire Kastler Brossel, Département de Physique de l'Ecole normale supérieure (disponible sur le serveur <http://tel.ccsd.cnrs.fr>), 2001.
- [88] T. Esslinger, I. Bloch, and T. W. Hänsch, Bose-Einstein condensation in a quadrupole-Ioffe-configuration trap, Phys. Rev. A **58**, R2664 (1998).
- [89] M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. M. Kurn, D. S. Durfee, and W. Ketterle, Bose-Einstein condensation in a tightly confining DC magnetic trap, Phys. Rev. Lett. **77**, 416–19 (1996).
- [90] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, and E. A. Cornell, A Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms, Phys. Rev. Lett. **74**, 3352 (1995).
- [91] M. Fauquembergue, J.-F. Riou, W. Guerin, S. Rangwala, F. Moron, A. Villing, Y. L. Coq, M. Lecrivain, P. Bouyer, and A. Aspect, Partially ferromagnetic electromagnet for trapping and cooling neutral atoms to quantum degeneracy, 2005.
- [92] K. L. Moore, T. P. Purdy, K. W. Murch, K. R. Brown, K. Dani, S. Gupta, and D. M. Stamper-Kurn, Bose-Einstein condensation in a mm-scale Ioffe-Pritchard trap, App. Phys. B **82**, 533–538 (2006).
- [93] E. Hodby, G. Hechenblaikner, O. M. Maragò, J. Arlt, S. Hopkins, and C. J. Foot, Bose-Einstein Condensation in a stiff TOP trap with adjustable geometry, J. Phys. B **33**, 4087–4094 (2000).
- [94] S. Gupta, K. W. Murch, K. L. Moore, T. P. Purdy, and D. M. Stamper-Kurn, Bose-Einstein Condensation in a circular waveguide, Phys. Rev. Lett. **95**, 143201 (2005).
- [95] D. Guéry-Odelin, *Dynamique collisionnelle des gaz d'alcalins lourds : du refroidissement évaporatif à la condensation de Bose-Einstein*, PhD thesis, Laboratoire Kastler Brossel, Département de Physique de l'Ecole normale supérieure (disponible sur le serveur <http://tel.ccsd.cnrs.fr>), 1998.
- [96] K. M. O'Hara, M. E. Gehm, S. R. Granade, and J. E. Thomas, Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps, Phys. Rev. A **64**(5), 051403 (Oct 2001).

- [97] T. Kinoshita, T. Wenger, and D. S. Weiss, All-optical Bose-Einstein condensation using a compressible crossed dipole trap, *Phys. Rev. A* **71**, 011602 (2005).
- [98] B. Eiermann, T. Anker, M. Albiez, M. Taglieber, P. Treutlein, K. P. Marzlin, and M. K. Oberthaler, Bright gap solitons of atoms with repulsive interaction, 2004.
- [99] M. D. Barrett, J. A. Sauer, and M. S. Chapman, All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate, *Phys. Rev. Lett.* **87**(1), 010404 (Jun 2001).
- [100] G. Cennini, G. Ritt, C. Geckeler, and M. Weitz, Bose-Einstein condensation in a CO_2 -laser optical dipole trap, *Appl. Phys. B* **77**, 773–779 (2003).
- [101] S. Du, M. B. Squires, Y. Imai, L. Czaia, R. A. Saravanan, V. Bright, J. Reichel, T. W. Hänsch, and D. Z. Anderson, Atom-chip Bose-Einstein condensation in a portable vacuum cell, *Phys. Rev. A* **70**, 053606 (2004).
- [102] J. Fortàgh and C. Zimmermann, Magnetic microtraps for ultracold atoms, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 235–289 (2007).
- [103] Y. Shin, C. Sanner, G.-B. Jo, T. A. Pasquini, M. Saba, W. Ketterle, and D. E. Pritchard, Interference of Bose-Einstein Condensates split with an atom chip, *Phys. Rev. A* **72**, 021604 (2005).
- [104] T. Schumm, S. Hofferberth, L. M. Anderson, S. Wildermuth, S. Groth, I. Bar-Joseph, J. Schmiedmayer, and P. Krüger, Matter-wave interferometry in a double well on a atom chip, *Nat. Phys.* **1**, 57–62 (2005).
- [105] D. M. Harber, J. M. Obrecht, J. M. McGuirk, and E. A. Cornell, Measurement of the Casimir-Polder force through center-of-mass oscillations of a Bose-Einstein condensate, *Phys. Rev. A* **72**, 033610 (2005).
- [106] J.-B. Trebbia, C. L. G. Alzar, R. Cornelussen, C. I. Westbrook, and I. Bouchoule, preprint, cond-mat/0701207.
- [107] E. W. Streed, A. P. Chikkatur, T. L. Gustavson, M. Boyd, Y. T. D. Schneble, G. K. Campbell, D. E. Pritchard, and W. Ketterle, Large atom number Bose-Einstein condensate machines, *Rev. Scien. Instr.* **77**, 023106 (2006).
- [108] J. Schoser, A. Batär, R. Löw, V. Schweikhard, A. Grabowski, Y. B. Ovchinnikov, and T. Pfau, Intense source of cold Rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap, *Phys. Rev. A* **66**(2), 023410 (Aug 2002).
- [109] J. M. Kohel, J. Ramirez-Serrano, R. J. Thompson, and L. Maleki, Generation of an intense cold-atom beam from a pyramidal magneto-optical trap : experiment and simulation, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 1161 (2003).
- [110] S. N. Atutov, R. Calabrese, V. Guidi, B. Mai, A. G. Rudavets, E. Scansani, L. Tomassetti, V. Biancalana, A. Burchianti, C. Marinelli, E. Mariotti, L. Moi, and S. Veronesi, Fast and efficient loading of a Rb magneto-optical trap using light-induced atomic desorption, *Phys. Rev. A* **67**(5), 053401 (May 2003).
- [111] H. J. Lewandowski, D. M. Harber, D. L. Whitaker, and E. A. Cornell, Simplified system for creating a Bose-Einstein condensate, *J. Low. Temp. Phys.* **132**, 309 (2003).
- [112] K. L. Moore, T. P. Purdy, K. W. Murch, S. Leslie, S. Gupta, and D. M. Stamper-Kurn, Collimated, single-pass atom source from a pulsed alkali metal dispenser for laser-cooling experiments, *Rev. of Scientific Instruments* **76**, 023106 (2005).
- [113] T. Yefsah, Imagerie haute résolution pour une expérience de condensation de Bose-Einstein, Master's thesis, DEA de physique quantique, 2007.
- [114] J. H. Moore, C. C. Davis, and M. A. Coplan, *Building scientific apparatus*, Westview Press, Boulder, Colorado, 2003.

-
- [115] R. Ziour, Conception d'une chaîne de transport magnétique pour atomes ultra-froids, Master's thesis, Ecole Polytechnique, 2005.
- [116] S. P. Rath, Towards a new generation BEC experiment, Master's thesis, DEA de physique quantique, 2006.
- [117] I. Lesanovsky and W. von Klitzing, Time-Averaged Adiabatic Potentials : Versatile traps and waveguides for ultracold quantum gases, ArXiv Condensed Matter e-prints (Dec. 2006).
- [118] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard, Phase-space density in the magneto-optical trap, *Phys. Rev. A* **52**, 1423–1440 (1995).
- [119] N. R. Cooper, F. J. M. van Lankvelt, J. W. Reijnders, and K. Schoutens, Quantum Hall states of atomic Bose gases : Density profiles in single-layer and multilayer geometries, *Phys. Rev. A* **72**(6), 063622 (Dec 2005).
- [120] J.-P. Martikainen and H. T. C. Stoof, Quantum fluctuations of a vortex in an optical lattice, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 240403 (2003).
- [121] J.-P. Martikainen and H. T. C. Stoof, Quantum theory of a vortex line in an optical lattice, *Phys. Rev. A.* **69**, 053617 (2004).
- [122] J.-P. Martikainen and H. T. C. Stoof, Spontaneous squeezing of a vortex in an optical lattice, *Phys. Rev. A.* **70**, 013604 (2004).
- [123] M. Snoek, M. Haque, S. Vandoren, and H. T. C. Stoof, Ultracold superstrings in atomic boson-fermion mixtures, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 250401 (Dec 2005).