

THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PARIS-SUD 11
Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique

Mention : PHYSIQUE QUANTIQUE

Présentée par

Jean-Christophe JASKULA

pour obtenir le grade de Docteur en Sciences de l'Université Paris-Sud 11

Sujet de la Thèse :

**Création et étude de sources
d'états non classiques pour
l'optique atomique quantique**

Soutenue le 10 Décembre 2010

devant le jury composé de :

<i>Président :</i>	Olivier DULIEU	-	Université Paris-Sud 11 (LAC - Orsay)
<i>Rapporteurs :</i>	David GUÉRY-ODELIN	-	Université Paul Sabatier (LCAR - Toulouse)
	Jean-François ROCH	-	ENS Cachan (LPQM - Cachan)
<i>Examineur :</i>	Claude FABRE	-	Université Pierre et Marie Curie (LKB - Paris)
<i>Directeur :</i>	Denis BOIRON	-	Institut d'Optique (LCFIO - Palaiseau)
<i>Invités :</i>	Alain ASPECT	-	Institut d'Optique (LCFIO - Palaiseau)
	Christoph WESTBROOK	-	Institut d'Optique (LCFIO - Palaiseau)



Numéro d'ordre : 10096

Thèse préparée à :


Institut d'Optique Graduate School

Laboratoire Charles Fabry (UMR 8501)

Campus Polytechnique

91127 Palaiseau CEDEX

Remerciements

E travail de thèse a été effectué au laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique (LCFIO). Je tiens tout d'abord à exprimer ma reconnaissance à son directeur, Christian CHARDONNET, ainsi qu'à son prédécesseur, Pierre CHAVEL pour m'avoir accueilli dans ce fameux centre scientifique. Je tiens particulièrement à remercier Pierre CHAVEL pour son engagement dans son nouveau rôle de délégué au thèse : il est certain que les doctorants de l'Institut d'Optique gagneront beaucoup à avoir quelqu'un comme lui proche d'eux.

J'ai effectué cette thèse sous la direction de Denis BOIRON. Sa patience, sa rigueur et son esprit critique sont réellement des atouts pour encadrer un thésard tel que je l'ai été. Car, il faut bien le dire, je ne compte plus le nombre d'effets farfelus que j'invoquais pour comprendre les données expérimentales ou d'expériences irréalisables que je voulais mener... Je le remercie pour tous les conseils qui ont permis d'avancer que ce soit sur l'expérience, sur les analyses de données ou lors des préparations de présentations. Son savoir a également été très appréciable lors de ma période littéraire et la qualité de ce mémoire a fait un vrai bond en avant après les premières corrections.

Chris WESTBROOK est, par certains aspects, le complémentaire de Denis. Son enthousiasme et son intérêt aux données expérimentales font vraiment de lui un moteur de l'équipe. C'est quelqu'un avec qui il est toujours agréable et judicieux de discuter, même s'il a le défaut de tous les chefs proches de leurs doctorants d'être parfois encombrant en salle de manip. Tout l'art du bon thésard est justement de savoir virer ses chefs car il semble bien évident que l'on ne montre pas des corrélations atomiques sans avoir un MOT. Il est, avec Alain ASPECT, l'un des agitateurs des réunions de groupe leur donnant ainsi tout leur sens. Je les remercie pour leurs innombrables interventions que ce soit lors de ces réunions ou durant d'autres réunions "papier", "théorie"... Ils ont le mérite d'appuyer sur les points importants et il était par conséquent toujours intéressant de les écouter. Je tiens enfin à remercier Alain de m'avoir accueilli dans son groupe et je dois dire que j'ai beaucoup apprécié ses remarques sur le manuscrit qui m'ont bien aidé pour les finitions post-soutenance.

Ce mémoire a été rapporté par David GUÉRY-ODELIN et Jean-François ROCH. Je souhaiterais leur exprimer ma gratitude pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux de thèse et pour toutes les remarques qu'ils ont pu avoir sur le mémoire et la présentation. J'aimerais également remercier Olivier DULIEU et Claude FABRE d'avoir accepté d'avoir fait parti de mon jury de soutenance. Leur indulgence face à toutes les fautes d'orthographe sur lesquelles je n'ai mis la main qu'après la soutenance est assez admirable.

La partie principale des travaux réalisés durant cette thèse a reçu le soutien de plusieurs théoriciens avec qui nous collaborons depuis plusieurs années maintenant. Ces échanges réguliers nous ont permis de mieux cerner les phénomènes qui entrent en jeu dans ces collisions entre condensats de Bose-Einstein. Je remercie grandement Karen KHERUNTSYAN, Piotr DEUAR, Marek TRIPPENBACH et Pawel ZIŃ pour les discussions que l'on

a pu avoir ensemble. Leur apport dans notre compréhension et la mise sur papier d'une partie des résultats décrits dans cette thèse est indéniable.

J'ai eu la chance de faire la connaissance de mon premier grand frère et de ma première grande sœur à 23 ans. Ce n'est pas forcément ce que je cherchais en arrivant dans l'équipe, mais c'est ce que j'ai trouvé en les personnes de Valentina KRACHMALNICOFF et de Guthrie PARTRIDGE. Valentina a eu la lourde tâche d'organiser le déménagement à Palaiseau avec moi dans ses pattes. J'étais alors bien jeune et ignorant (en même temps, on ne commence pas une thèse en 3ème année...). Je cherche d'ailleurs toujours à savoir comment elle a fait pour copier certaines phrases de mes remerciements dans les siens deux ans auparavant. Guthrie joue à la perfection le rôle du cow-boy qui réfléchit peu et agit beaucoup (à ceci près qu'il ne faisait pas les choses sans réfléchir). Il m'a finalement décomplexé du syndrome "Ne touchons pas à ça, on va tout perdre" et il est certain que ma façon de travailler a changé grâce à lui. Deux autres doctorants, Marie BONNEAU et Josselin RUAUDEL, sont arrivés dans l'équipe ensuite. J'ai eu l'occasion de partager le montage expérimental pendant deux ans avec Marie et bon nombre de résultats dans cette thèse ont son empreinte. Elle a la rigueur de Denis ainsi que l'entrain de Chris et je ne me fais pas soucis quant à sa fin de thèse. Je suis sûr qu'avec Josselin, tous deux finiront par utiliser avec brio ce réseau optique que je leur ai offert comme une patate chaude (à mon grand regret d'ailleurs).

Au gré de mes nombreuses colonisations de bureaux au cours de ma thèse et de la rédaction de mon manuscrit, j'ai eu l'occasion de partager beaucoup de moments agréables avec les membres du groupe d'Optique Atomique. J'ai sincèrement pris beaucoup de plaisir à côtoyer Aurélien, Vanessa, Hong, Jean-Baptiste, Carlos, Isabelle, Julien, Thibaut, Martin, Jean-François, Rob, Jean-Philippe, Gaël, Thomas P., Baptiste, Thomas B., Alain, Juliette, Fred, Stephan, Simon, Thomas V., Andrea, Ralf, Antoine, Nicolas, Karen (et non, je ne dirais pas un petit mot sur tous les bonbons que je suis venu emprunter chez ces trois-là... Argh...), Nathalie, David D., Karim, Sébastien, Vincent, Patrick, Rémi, Guillaume, Marie P., Ben, Pierre, David C., Laurent, Luca, Lam. Ils ont été de très bons collègues de travail et ils sont et resteront de très bons amis. Nous avons également la chance, dans ce groupe en particulier, de pouvoir interagir avec deux électroniciens, Frédéric MORON et André VILLING, qui sont une part essentielle à la réussite des recherches que nous entreprenons et à la vie du groupe. Je tiens à les remercier pour cela, ainsi que les mécaniciens, André GUILBAUD et Patrick ROTH, et le personnel du service technique qui, bien que nous les ayons sollicité moins souvent, ont toujours été disponibles et nous ont fourni de bons conseils avec un grand sourire. Merci également à Graça MARTINS et Than DUONG-TOURET du service Reprographie qui ont assuré la reproduction de ce manuscrit.

Durant ma thèse, j'ai aussi pu m'initier au rôle d'enseignant. Cela reste une expérience extrêmement enrichissante qui m'a conforté dans l'idée que l'enseignant en apprend tout autant que son élève. Je tiens de ce fait à remercier F. BERNARD, J.-M. FEYBESSE, Y. SORTAIS, G. LUCAS-LECLIN et H. SAUER de m'avoir accueilli dans leur équipe d'enseignement. J'ai eu alors l'occasion de faire la connaissance de M. PAURISSE et de A. GAËTAN, également moniteurs, avec qui j'ai apprécié m'interroger sur la meilleure façon d'expliquer certains concepts de physique.

Je voudrais finalement remercier les quatre compères, Nico, Jean-Yves, Xavier et Victor, avec qui je laissais tomber, le temps d'une soirée, les soucis du labo. Nos chemins scientifiques se sont séparés avec la thèse comme je m'orientais vers l'optique et qu'ils

restaient proches de la matière condensée mais l'amitié est restée néanmoins intacte. Merci également à ma famille qui a été un soutien inestimable, je réalise bien maintenant que j'ai beaucoup de chance.

Enfin, croyez bien que si votre lecture s'arrête à cette page-ci, vous ne montez pas bien haut dans mon estime (quand bien même vous êtes cités dans ces trois pages). Le vrai début est après la table des matières : allez bon sang, un petit [effort](#)...

Jean-Christophe JASKULA

Table des matières


Introduction	1
1 Sur la route des corrélations quantiques	7
1.1 De l'optique quantique...	8
1.1.1 L'interféromètre de Hanbury Brown et Twiss	8
Fonctions de corrélations	9
1.1.2 Création de paires de photons individuelles	11
1.1.3 Etats comprimés	13
1.1.4 Intrication et calcul quantique	16
1.2 ... à l'optique atomique quantique	18
1.2.1 Corrélations atomiques dans un nuage froid	19
Gaz thermique de bosons	19
Condensats de Bose-Einstein	20
Fermions	20
1.2.2 Mélanges à quatre ondes de matière	21
1.2.3 Etats atomiques comprimés	22
1.3 Conclusion	24
2 Sources de paires atomiques fortement corrélées	25
2.1 Sources de paires atomiques de par le monde	26
2.2 Mélanges à quatre ondes de matière spontanés	30
2.2.1 Point de vue théorique	30
2.2.2 Génération expérimentale : collisions entre deux condensats	35
Diffusions stimulées	35
Extraction d'un condensat hors du piège	37
Division du condensat	40
2.2.3 Résultats préliminaires	41
Une multitude de condensats	41
Analyse informatique	43
2.3 Conditions d'accord de phase	45

2.3.1	Modèle simple	45
2.3.2	Traitement préliminaire	46
2.3.3	Résultats	48
2.3.4	Interprétation physique	50
	Conservation énergie	50
	Effet géométrique de la collision	52
2.3.5	Dépendance de cet effet avec le nombre d'atomes	56
2.3.6	Analogie avec l'optique photonique	58
2.3.7	Conclusion	60
2.4	Réduction des fluctuations de la différence de populations	60
2.4.1	Principe	61
2.4.2	Motivation	62
	Gain des états non classiques pour l'interférométrie atomique	63
2.4.3	Procédure d'analyse	64
2.4.4	Difficultés expérimentales avec le piège magnétique	66
	Contraintes techniques	66
	Résultats expérimentaux	69
	Robustesse des résultats observés	70
2.4.5	Une approche expérimentale différente	71
	Le nouveau montage expérimental	72
	Des données différentes : quels gains ?	74
	Fonctions de corrélations : régime 1D et fluctuations de phase.	76
2.4.6	Résultats dans le piège dipolaire	78
2.4.7	Sources de bruits	80
	Rôle de la détectivité	80
	Sources de bruits à un atome	82
	Effets de bords	84
2.4.8	Conclusion	87
2.5	Sources de paires directionnelles	87
2.5.1	Introduction	87
2.5.2	Mélanges à quatre ondes : collisions entre condensats très anisotropes	90
2.5.3	Instabilités dans un réseau optique	91
2.5.4	Montage expérimental du réseau : perspectives	92
2.6	Conclusion	94

3	Piégeage optique de nuages ultra-froids d'hélium métastable	97
3.1	Potentiels lumineux	98
3.1.1	Généralités	98
3.1.2	Nos motivations physiques	102
3.2	Piège dipolaire	104
3.2.1	Caractéristiques physiques	105
3.2.2	Construction du banc optique	108
3.2.3	Electronique	110
3.2.4	Piégeage d'un nuage froid	111
3.3	Résultats préliminaires	114
3.3.1	Artefacts de reconstruction	115
3.3.2	Quasi-condensats	116
3.3.3	Largeurs de corrélations inattendues	117
3.4	Conclusions	118
4	Mélanges de spins	119
4.1	Introduction	120
4.1.1	Collisions inélastiques	120
4.1.2	Collisions élastiques entre atomes d'hélium métastable polarisés	121
4.2	Création des mélanges de spins	122
4.2.1	Balayages de fréquences RF	122
4.2.2	Dispositif de Stern-Gerlach	127
4.3	Suppression des processus inélastiques de $^5\Sigma_g$	128
4.3.1	Potentiels moléculaires de l'hélium métastable	128
4.3.2	Réduction des collisions Penning	129
4.4	Mesure des constantes de collisions inélastiques prédominantes	131
4.4.1	Modélisation	131
4.4.2	Application aux données expérimentales	132
4.4.3	Taux de pertes global	134
4.5	Conclusion	135
	Conclusion	137

A Montage expérimental	141
A.1 L'atome d'Hélium	141
A.2 Refroidissement d'un gaz monoatomique	143
A.2.1 Séquence générale	143
Déviation de la séquence lors d'un transfert dans le piège optique	145
A.2.2 Eléments optiques	145
A.2.3 Système à vide	146
A.3 Détection 3D d'atomes uniques	146
A.3.1 Galettes à micro-canaux	147
A.3.2 Lignes à retard	148
A.3.3 Traitement électronique et informatique des données brutes	150
A.3.4 Défectivité	152
A.3.5 Résolution	155
A.3.6 Calibration de la taille des pixels	155
B Articles scientifiques	159
Spontaneous Four-Wave Mixing of de Broglie Waves : Beyond Optics	161
Bose-Einstein Condensation and Spin Mixtures of Optically Trapped Metastable Helium	165
Sub-Poissonian number differences in four-wave mixing of matter waves	171
Bibliographie	175

Introduction

UE ce soit dans la vie de tous les jours ou dans un laboratoire de physique fondamentale, il est indéniable (tout du moins pour moi) que les interactions sont ce qui rendent les choses si intéressantes. Le meilleur roman n'est-il pas ainsi celui où l'on comprend seulement à la dernière ligne la corrélation entre tous les petits détails lus auparavant ? De la même façon, beaucoup de systèmes physiques qui se sont révélés fascinants mettent en jeu des corrélations entre leurs constituants qui ne peuvent alors plus être décrits indépendamment les uns des autres. C'est cette particularité de devoir considérer les objets avec leur interactions qui rend, en fin de compte, la complexité de ces systèmes corrélés attractifs pour certains et un enfer à comprendre pour la plupart. Mais c'est également grâce aux interactions que la mesure d'un système prend tout son sens : on se rend compte de l'état dans lequel il était lorsque l'on interagit avec lui. Mentionnons enfin que les corrélations sont observées plus facilement dans les phénomènes liés à la matière à cause du caractère très non linéaire des atomes. Cette idée va d'ailleurs nous suivre tout au long de ce manuscrit.

La physique de la matière condensée s'intéresse principalement aux systèmes à N particules en interaction et a, pendant de nombreuses décennies, reposé sur le paradigme du liquide de Fermi, développée par L. D. Landau. En son sein, se trouve le concept de quasi-particules, à partir duquel les excitations d'un système en interaction peuvent être reliées continûment à celles d'un système sans interaction. Ainsi par cette transformation, beaucoup de phénomènes à N corps se retrouvent avoir une description physique à un corps s'appuyant sur celle du gaz de Fermi. C'est d'ailleurs en comprenant l'universalité de ce concept que la communauté scientifique a renommé la physique de l'état solide en physique de la matière condensée qui s'étend à bien d'autres systèmes (fig. 1) comme les cristaux-liquides en matière molle ou le graphène en nanotechnologie [Novoselov 2004]. Néanmoins, il est des systèmes en forte interaction dont les excitations sont collectives et ne peuvent être décrites par des quasi-particules. On parle alors de systèmes fortement corrélés qui sont l'objet d'un intérêt considérable depuis plusieurs dizaines d'années. On peut notamment citer le cas de l'isolant de Mott où les interactions entre les électrons d'un métal deviennent assez fortes pour stopper le transport de la même manière que les voyageurs ne peuvent se déplacer dans un wagon rempli aux heures de pointe. Physiquement, la destruction de la surface de Fermi par ces interactions empêche totalement la description de ce phénomène à partir de quasi-particules.

De son côté, l'optique s'est développée initialement autour d'une description à un corps de la lumière, mais à un point tel qu'il semblait inimaginable de voir des corrélations entre photons. La plus célèbre manifestation de cette pensée est sans doute l'affirmation de P. Dirac au début de son livre sur la mécanique quantique [Dirac 1958] où il explique l'apparition d'interférences dans l'expérience des fentes de Young (fig. 2a) :

“Each photon then interferes only with itself. Interference between different photons never occurs.”

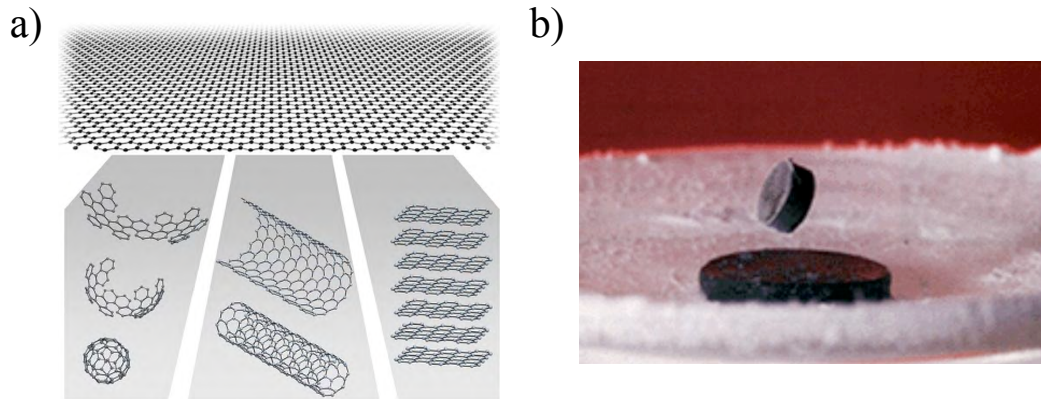


Figure 1 (a) Les feuillets de graphène sont la brique 2D élémentaire pour construire diverses nanostructures comme des nanotubes (1D) ou être empilés pour former le graphite (3D). Extrait de [Geim 2007]. (b) Aimant qui lévite au dessus d'un supraconducteur. Quelques matériaux présentent une phase supraconductrice lorsqu'ils sont refroidis en dessous d'une température critique étonnement élevée. Les électrons fortement corrélés dans ces systèmes joueraient un rôle important.

Dans ce contexte, la proposition de Hanbury Brown et Twiss (HBT) pour mesurer la taille des étoiles à partir des interférences entre deux rayons lumineux distincts a été une véritable onde de choc [Hanbury Brown 1954]. Dans son sillage, est apparu une conception quantique de la cohérence et des fonctions de corrélations, formalisé par R. J. Glauber [Glauber 1963], qui va bien au delà d'une description de la lumière et appuie sur l'importance des corrélations entre particules. Le domaine de l'optique quantique venait de naître et se révéla au fil du temps toujours plus fascinant. Mais le plus beau tour de prestidigitant est peut-être celui que N. Bohr joua à A. Einstein en lui faisant croire qu'il pourrait agir instantanément sur une particule à l'autre bout de l'univers. L'attention que l'on porte alors aux corrélations entre particules atteint son paroxysme avec le paradoxe pointé du doigt par A. Einstein, B. Podolsky et N. Rosen en 1935 qui affirmaient soulever une contradiction dans la mécanique quantique [Einstein 1935]. Les états intriqués, pour lesquels une mesure sur une partie d'un système agit sur l'autre partie en conséquence, sont la base de leurs inquiétudes. Ils se sont néanmoins avérés être un nouvel exemple de systèmes, indescriptibles en se focalisant sur une seule particule, qui de part leur nature mystérieuse ont ouvert la voie vers ce nouveau domaine qu'est l'information quantique.

En parallèle de ces deux domaines que sont l'optique quantique et la matière condensée, est arrivée l'étude des gaz froids où le développement de méthodes de refroidissement laser et évaporatif ont permis d'obtenir des nouveaux objets quantiques que l'on appelle condensats de Bose-Einstein. Il est intéressant de voir que de la même manière que nous sommes passés des rayonnements thermiques aux sources laser, nous avons fait la transition des nuages atomiques froids aux gaz quantiques. En suivant cette analogie, nous sommes capables de relier l'optique faite avec des photons à l'optique faite avec des atomes et d'associer des concepts compris dans un domaine à l'autre. C'est le premier pont entre deux domaines que nous voulons mentionner. Mais la communauté s'est très vite rendu compte que les atomes froids ne lorgnent pas que sur l'optique et sont également des systèmes extraordinaires pour simuler et comprendre des phénomènes de

matière condensée. Les réseaux optiques où les électrons et les atomes du réseau cristallin dans un solide sont remplacés par les atomes froids et les photons respectivement sont un outil extraordinaire pour faire cela. La transition de Mott a par exemple été revisitée [Greiner 2002] avec de tels systèmes-jouets qui offrent des possibilités d'ajustements inimaginables en matière condensée. Voici le deuxième pont entre les atomes froids et un autre domaine. On en est même arrivé très récemment à un point où les trois domaines se rejoignent puisque plusieurs groupes sont maintenant capables de charger des atomes dans un réseau optique en configuration isolant de Mott [Bakr 2009, Sherson 2010] et d'observer leur évolution site à site (fig. 2b). Un tel système semble être un très bon candidat pour faire du calcul quantique en se servant des atomes comme de qubits (équivalent quantique d'un bit électronique). L'intrication, historiquement liée à l'optique quantique, se retrouve alors être au coeur de ces systèmes.

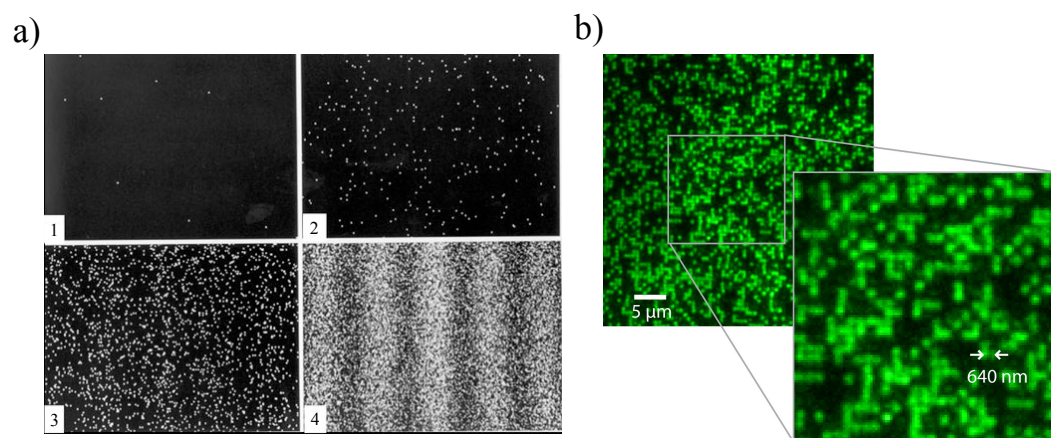


Figure 2 (a) Figure d'interférences qui apparaît avec le temps, en enregistrant la position des particules qui arrivent une par une après avoir traversé des fentes de Young. Extrait de [Tonomura 1989]. (b) Photographie d'atomes dans un réseau optique chargé à partir d'un condensat de Bose-Einstein. La résolution du système optique permet d'imager chaque site dont la taille est de 640 nm. A cause des collisions assistées par la lumière, pas plus d'un atome ne peut occuper un site. Extrait de [Bakr 2009].

Le groupe d'Optique Atomique du laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique est un groupe majeur dans le domaine des atomes froids. C'est dans ce groupe en plein mouvement et en plein essor, que je suis arrivé à l'automne 2007 quand j'ai commencé ma thèse de doctorat. En plein mouvement, car je suis tombé en plein milieu d'un déménagement de presque tous les montages expérimentaux vers un nouveau bâtiment situé à quelques kilomètres de l'ancien. En plein essor, car ce déménagement a aussi été l'occasion de donner naissance à plusieurs expériences, de redonner un coup de neuf aux autres et d'accueillir une grosse promotion de thésards plein d'énergie. Bien qu'ayant une base commune de connaissances et de techniques de refroidissement des atomes par lasers, les six montages expérimentaux de ce groupe explorent un très vaste panel de la physique qui va des systèmes à basses dimensions aux corrélations quantiques en passant par les phénomènes liés au désordre ou encore l'interférométrie atomique. Plus particulièrement, l'équipe que j'ai intégrée (dirigée par D. Boiron, C. Westbrook et A. Aspect) s'intéresse à des phénomènes de corrélations atomiques dans des gaz ultra-froids d'hélium métastable. Depuis plusieurs années maintenant, le montage expérimental que j'ai reconstruit au début de ma thèse est capable d'obtenir un condensat de Bose-Einstein et depuis un

peu moins longtemps d'en faire une image à trois dimensions atome par atome. Une telle détection a été jusqu'à peu un mécanisme totalement unique dans la communauté des atomes froids et a permis d'obtenir des résultats, comme l'observation de l'effet Hanbury Brown et Twiss avec des atomes bosoniques et fermioniques, qui sont à la fois extrêmement simples et fondamentaux dans le cadre de la mécanique quantique. Le cap de recherche a ensuite été mis sur l'étude de sources de paires d'atomes corrélés qui se veut au premier abord être l'analogie des études faites sur les paires de photons intriqués produites à l'aide de cristaux non-linéaires. Ce travail a abouti à l'observation d'une forte corrélation entre les atomes indiquant leur association par paires individuelles. C'est dans ce contexte d'une étude arrêtée en plein élan à cause d'un déménagement que je suis apparu. Après la reconstruction du montage expérimental et quelques péripéties avec notre détecteur, nous pouvions recommencer là où mes prédécesseurs s'étaient arrêtés.

Travail de thèse

La création des paires atomiques est réalisée par collisions élastiques entre atomes lors de la division d'un condensat. On imaginait alors que les atomes diffusés se répartissaient sur un halo sphérique reflétant le fait que la collision doit se faire en onde S aux températures de nos condensats. Le premier résultat que nous rapportons dans ce manuscrit est l'infirmité de cette intuition : la forme du halo de collision est en fait modelée par les interactions entre atomes. De plus, l'analogie avec les photons jumeaux créés par conversion paramétrique nous laisse penser qu'il existe aussi des observables physiques dont les fluctuations sont réduites sous la limite quantique standard. En particulier, nous avons montré que la différence du nombre d'atomes entre deux zones équivalentes du halo présentent en effet une réduction de ces fluctuations si ces zones sont symétriques par rapport au centre du halo. Par ailleurs, une partie de ces résultats a été obtenue à partir d'un condensat piégé dans un potentiel optique créé par un dispositif que l'on a mis en place durant ma thèse. Un tel potentiel nous ouvre à la porte sur l'étude des mélanges de spins que nous avons montrée être possible pour des densités d'états de spins instables faibles. Enfin, tout en gardant en tête ces idées d'intrication entre atomes, le cap actuel au moment où je quitte cette équipe a été mis sur l'étude de corrélations dans des gaz froids chargés dans des potentiels optiques périodiques qui sont également évoqués dans ce mémoire.

Plan du mémoire

Ce manuscrit est divisé en quatre chapitres.

Le premier chapitre est une introduction comparative entre l'optique photonique et l'optique atomique. Nous tenons au travers de ce chapitre à mettre en lumière les chemins parallèles qu'ont pris l'optique photonique quantique il y a quelques dizaines d'années puis l'optique atomique quantique en ce moment même.

Le deuxième chapitre est le coeur de ce manuscrit et se divise en quatre parties. Le début retrace les évolutions effectuées sur notre source paires d'atomes par rapport à ses précédentes versions. La deuxième partie porte sur l'étude que l'on a menée des propriétés géométriques du halo de collisions et plus précisément de son rayon. Nous passerons ensuite à la description des fluctuations de la différence du nombre d'atomes

entre deux parties du halo. Puis enfin, nous proposerons un nouveau schéma de sources de paires, à l'aide d'un réseau optique, qui permettra d'aller au delà des résultats obtenus dans ce manuscrit.

Le troisième chapitre présentera le piégeage d'atomes d'hélium métastable dans un potentiel vertical purement optique. Nous détaillerons les motivations physiques qui nous ont poussé à utiliser un piège dans une telle configuration puis nous présenterons ses caractéristiques techniques qui, je l'espère, seront utiles à mes successeurs.

Dans le quatrième chapitre, nous ferons l'étude sous un angle nouveau des collisions inélastiques entre atomes d'hélium métastable. L'utilisation d'un piège dipolaire a rendu possible les manipulations de mélanges de spins et les résultats présentés dans cette partie permettent d'espérer étudier des phénomènes physiques qui apparaissent avec les interactions entre atomes de spin différents.

The Wheel of Time turns, and Ages come and pass, leaving memories that become legend. Legend fades to myth, and even myth is long forgotten when the Age that gave it birth comes again. In one Age, called the Third Age by some, an Age yet to come, an age long pass, a wind rose in the Mountains of Mist. The wind was not the beginning. There are neither beginnings or endings to the turning of the Wheel of Time. But it was *a* beginning.

The Wheel of Time

Robert JORDAN

Sur la route des corrélations quantiques


1

On paie mal un maître en ne restant
toujours que l'élève.

Ainsi parlait Zarathoustra
Friedrich NIETZSCHE

Sommaire

1.1 De l'optique quantique...	8
1.2 ... à l'optique atomique quantique	18
1.3 Conclusion	24

 AVEC l'avènement de la condensation de Bose-Einstein, l'idée d'étudier des phénomènes associés normalement à l'optique photonique à l'aide d'ondes de matière s'est un peu plus matérialisé. La grande particularité des atomes par rapport aux photons est bien évidemment les interactions qui se manifestent à cause de leur charge, de leur moment magnétique ou d'une interaction de cœurs durs à courte portée par exemple. Mais l'étude des atomes froids a apporté bien plus dans ses bagages que l'étude d'une particule massive similaire au photon. Les atomes, compte tenu de leur nature composite, peuvent être non seulement gouvernés par la statistique de Bose-Einstein mais aussi par celle de Fermi-Dirac. Dans le premier cas, les atomes ont tendance à former, à des températures très basses ($T \sim 1 \mu\text{K}$), des condensats de Bose-Einstein où le mode fondamental est macroscopiquement peuplé. Par contre, la physique des fermions est très différente puisque deux fermions ne peuvent pas se retrouver dans le même état quantique (principe de Pauli) et forment alors, à des températures similaires, des mers de Fermi. Grâce à ces différences majeures entre la lumière et la matière, les phénomènes déjà étudiés avec les photons vont retrouver une nouvelle jeunesse avec les études similaires faites sur des gaz froids où les atomes vont étonnamment exhiber des comportements ondulatoires.

Par ailleurs, de la physique ondulatoire qui donnait une description convenable de la lumière, nous sommes passés petit à petit à une description quantique des dispositifs expérimentaux. Notons par exemple que l'expérience des fentes de Young est très bien expliquée par la théorie ondulatoire de la lumière mais se heurte à un obstacle important lorsque l'on utilise une source émettant des photons uniques, au sens quantique du terme [Feynman 2005]. Cette conciliation entre description ondulatoire et corpusculaire a permis l'émergence de l'optique quantique où la mise en évidence de nouveaux états

de la lumière (états comprimés, intriqués, à un photon...) que seule la physique quantique peut décrire, a été un enjeu important. Ces états sont essentiellement des états où la nature corpusculaire de la lumière ressurgit et où les corrélations quantiques entre ces grains de lumière rendent les phénomènes physiques parfois choquant pour l'entendement humain [Jacques 2007].

Au cours de ce chapitre, nous souhaiterions aborder plusieurs concepts dont les manifestations ont été dans un premier temps observées expérimentalement en optique photonique. Nous retracerons alors en quelques pages le passage de l'optique classique à son pendant quantique. Puis, nous verrons ensuite que l'optique atomique suit un chemin très similaire avec en plus la possibilité de tester ces théories avec cette fois-ci des particules fermioniques.

1.1 De l'optique quantique...

La physique de la lumière est restée très longtemps focalisée sur la description ondulatoire des phénomènes comme la diffraction ou les interférences. Ces observations, qui ont permis de pousser la description de la lumière un cran plus loin que l'optique géométrique où la nature de la lumière était totalement oubliée, se dévoilent par la distribution d'intensité de la superposition de deux faisceaux qui présente des maxima supérieurs à la somme des intensités et des minima qui atteignent zéro. Ces franges d'interférences se comprennent très facilement lorsque la lumière est décrite comme un champ électromagnétique oscillant qui prend la forme :

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t) = \mathcal{E}_i \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \phi_i) \mathbf{e} \quad (1.1)$$

Elles proviennent alors des corrélations d'amplitude du champ électromagnétique par le terme croisé $\langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \rangle$ qui témoigne en particulier du caractère à une particule de ces interférences contrairement à ce que l'on verra par la suite. Ces dernières ont toutefois un très grand intérêt pratique car elles ouvrent la porte à des méthodes de mesures de dimensions spatiales ou de vitesses. Citons par exemple la vélocimétrie laser à franges pour mesurer la vitesse d'écoulement d'un fluide [Guyon 2001] ou encore l'interféromètre stellaire de Michelson dont le croquis est dessiné sur la figure 1.1 (a). C'est à l'aide de celui-ci qu'A. A. Michelson a pu, à partir de la visibilité des franges d'interférences que l'on peut observer en recombinaison des faisceaux lumineux que nous envoient les étoiles, déterminer leur taille angulaire. Cependant, la méthode mise en œuvre est très limitée par les fluctuations d'indice de l'atmosphère qui peuvent générer une différence de phase inconnue et brouiller totalement les franges.

1.1.1 L'interféromètre de Hanbury Brown et Twiss

Pour corriger ces problèmes, R. Hanbury Brown et R. Twiss ont préféré non pas mesurer la distribution d'intensité des faisceaux recombinaisonnés mais plutôt directement l'intensité de chacun d'eux avec des photomultiplicateurs séparés de plusieurs mètres et dirigés vers la même étoile [Hanbury Brown 1956b]. Ce sont les intensités (et non plus les champs électromagnétiques) qui ont révélé des corrélations, au travers des interférences qu'elles créèrent, et ceci sans collecter aucune information sur la phase des faisceaux. Ils ont pu

ainsi mesurer la taille angulaire de Sirius à partir de ces franges.

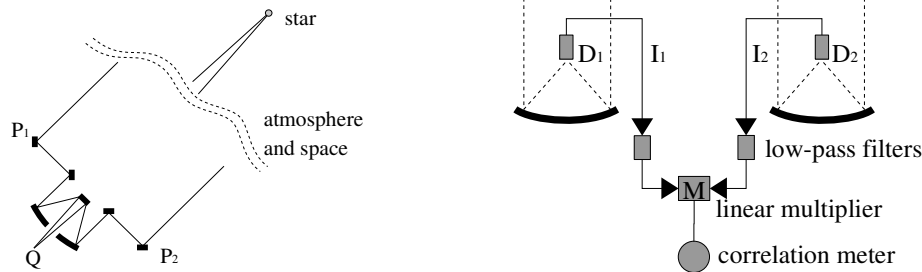


Figure 1.1 Deux schémas d'interféromètres stellaires. (a) Interféromètre stellaire de Michelson. Les rayons lumineux venant d'une étoile lointaine sont recombinaés et interfèrent. Les propriétés de ces franges d'interférences nous renseignent sur certaines caractéristiques de l'étoile. (b) Interféromètre stellaire de Hanbury Brown et Twiss. Cette fois-ci les faisceaux ne sont pas superposés. Les courants des détecteurs sont mélangés et présentent alors des corrélations qui nous donnent également des informations sur l'étoile.

La progression que nous voulons mettre en avant au travers de ces deux exemples est celle mouvementée d'une description de la lumière qui est passée d'une étude des phénomènes à une particule à celle des corrélations entre photons^a. La controverse autour de l'effet Hanbury Brown et Twiss ne vient pas du passage de l'interféromètre de Michelson à celui de HBT en tant que tel puisque cet effet se comprend très bien par une théorie purement ondulatoire. Par contre, son explication quantique (c'est-à-dire en terme de photons) a provoqué un tollé dans la communauté scientifique qui considérait alors inconcevable qu'un photon puisse interférer avec autre chose que lui-même. Il faudra finalement faire intervenir la statistique bosonique (dans le cas des photons) pour expliquer l'approche quantique. Ainsi, ce sont ces expériences de Hanbury Brown et Twiss qui ont mis le doigt sur le fait qu'une source n'est pas simplement décrite par sa taille, sa luminance mais aussi par ses propriétés de cohérence (aux différents ordres, voir plus bas). A partir de ces résultats, une théorie quantique de la cohérence qui repose sur la manipulation des fonctions de corrélation a vu le jour [Fano 1961, Glauber 1963] et a permis de réconcilier l'interprétation ondulatoire (classique) avec l'interprétation corpusculaire (quantique).

Fonctions de corrélations

Cette notion de cohérence se manifeste de manière quantitative au travers de ce que l'on appelle les fonctions de corrélations que l'on définit formellement par :

$$G^{(n)}(x_1, \dots, x_n, x_{n+1}, \dots, x_{2n}) = \text{Tr} \left(\rho \hat{E}^{(-)}(x_1) \dots \hat{E}^{(-)}(x_n) \hat{E}^{(+)}(x_{n+1}) \dots \hat{E}^{(+)}(x_{2n}) \right) \quad (1.2)$$

où ρ est la matrice densité du système quantique étudié. Les opérateurs $\hat{E}^{(\pm)}(x_i)$ sont essentiellement les opérateurs du champ électromagnétique qui annihile (+) ou crée (-) un

a. Sous-entendu celle des phénomènes à plusieurs corps

photon au point spatio-temporel $x_i = (\mathbf{r}_i, t_i)$. Nous introduisons également les fonctions de corrélations normalisées d'ordre n :

$$g^{(n)}(x_1, \dots, x_{2n}) = \frac{G^{(n)}(x_1, \dots, x_{2n})}{\prod_{i=1}^{2n} \sqrt{G^{(1)}(x_i, x_i)}} \quad (1.3)$$

Si l'on revient à l'expression de l'intensité $I(x)$ mesurée à l'intersection de deux faisceaux, il est facilement démontrable que la visibilité des franges d'interférences est directement donnée par

$$v = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |g^{(1)}(x_i, x_i)| \quad (1.4)$$

Deux faisceaux sont dits cohérents entre eux s'ils interfèrent, c'est-à-dire si la fonction $g^{(1)}(x_i, x_i)$ ainsi calculée est différente de zéro. Par ailleurs, le théorème de Wiener-Khinchine qui relie la fonction de corrélation du premier ordre à la densité spectrale pour un processus stationnaire par :

$$S(\omega) = \mathcal{F} \left[G^{(1)}(\tau) \right] \quad (1.5)$$

indique alors que l'interférométrie d'amplitude donne aussi accès aux propriétés spectrales de la source. Néanmoins, nous apercevons ici une limitation de ce type d'interférométrie par le fait qu'il reste justement cantonné à observer les propriétés des photons en eux-mêmes et non de leur distribution. C'est pour cela que la fonction de corrélation du premier ordre ne permet pas de faire la distinction entre des sources de propriétés spectrales identiques (par exemple un laser et une source thermique monochromatique). Nous sommes, en fait, en train d'étudier un effet à un seul photon et nous oublions dans cette analyse les corrélations entre photons qui permettent d'obtenir des informations supplémentaires sur la source. Les fonctions de corrélations d'ordres supérieurs à un sont justement le point-clé de l'effet Hanbury Brown et Twiss qui trouve son intérêt dans la mesure des corrélations d'intensité, ou autrement dit des corrélations entre photons. L'idée fondamentale est de mesurer la probabilité de détecter une particule à l'instant $t + \tau$ tout en détectant une particule à t ce qui mesure formelle de la fonction de corrélations d'ordre deux :

$$G^{(2)}(\tau) = \text{Tr} \left(\rho \hat{E}^{(-)}(t) \hat{E}^{(-)}(t + \tau) \hat{E}^{(+)}(t + \tau) \hat{E}^{(+)}(t) \right) \quad (1.6)$$

Finalement, la mesure de ces corrélations d'intensité a donné raison à R. Hanbury Brown et R. Q. Twiss et a prouvé que deux photons distincts peuvent interférer entre eux^b [Purcell 1956]. Lorsque l'on étudie un grand nombre de photons, il devient commode de les avoir dans le même mode dont le volume est alors caractérisé par les largeurs de corrélations l_i qui peuvent s'écrire :

$$l_i = \frac{L\lambda}{2\pi s_i} \quad (1.7)$$

où L est la distance au plan d'observation, λ la longueur d'onde du rayonnement et s_i la

b. Il faut comprendre ici que ce sont les chemins quantiques des deux photons qui interfèrent constructivement à cause de la nature bosonique des photons.

taille de la source dans la direction i . Par ailleurs, de cette mesure de cette fonction de corrélations on a montré, pour le cas particulier des sources thermiques, que :

$$g^{(2)}(\tau) \xrightarrow{\tau \rightarrow 0} 2 \quad (1.8)$$

Ceci signifie que les photons tendent à arriver ensemble : c'est le groupement de photons (*bunching*). On peut alors démontrer que ceci n'est plus vrai pour les photons émis par une source laser où $g^{(2)}(0) = 1$: les temps d'arrivée des photons ne montrent aucune corrélation.

Ces résultats ouvrent la voie vers un domaine extrêmement riche qui est ce que l'on appellera plus tard l'optique quantique. On va alors laisser l'effet Hanbury Brown et Twiss sur le bord de la route pour s'intéresser à ces corrélations entre particules qui vont nous permettre d'étudier de nouveaux états de lumière présentant, quant à eux, des propriétés inexplicables par la physique classique. Tout l'intérêt va être maintenant de trouver les moyens les plus efficaces et les plus faciles pour générer ces états et pour pouvoir étudier la physique associée. C'est dans ce cadre que nous allons tout d'abord résumer quelques expériences de générations de paires de photons avec lesquelles nous mettrons en lumière quelques concepts physiques.

1.1.2 Création de paires de photons individuelles

L'invention du laser en 1960 [Maiman 1960] a donné accès à un nouveau type d'état de la lumière qu'est l'état cohérent. Si l'on ajoute à ces états les états thermiques que l'on crée facilement à partir de sources lumineuses ordinaires, on est encore loin de la multitude d'états quantiques prédit par la quantification du rayonnement tels que les états de Fock, les états intriqués etc... Notons d'ailleurs que les fonctions de corrélations de tous les ordres de ces deux types d'états "naturels" n'apportent aucune information supplémentaire par rapport à la fonction de corrélation du premier ordre, ce qui limite l'intérêt de ces états. On se rend donc bien compte que le but du jeu va être de rechercher et d'étudier des sources de particules dont le rayonnement est fortement non classique, c'est-à-dire où les fonctions de corrélations d'ordre supérieur à un vont donner un caractère particulier à la source. L'optique non-linéaire semble tirer son épingle du jeu en proposant de générer des paires de photons à l'aide de cristaux non-linéaires. Le phénomène dont on donne le nom de conversion paramétrique va nous suivre durant quelques paragraphes et nous allons voir qu'il a permis la mise en évidence de plusieurs effets quantiques historiques.

Un tel effet est possible parce qu'un ou plusieurs champs de pompe $\mathbf{E}_p(z, t) = \mathcal{E}_p(z) \exp(ik_p z - i\omega_p t) \mathbf{e}$ traversant un milieu non-linéaire peuvent induire une polarisation $\mathcal{P}(z)$ qui va coupler deux modes du champ à un troisième dont la fréquence est la somme algébrique des deux premiers [Joffre 2009]. La force de ce couplage est donnée par le tenseur susceptibilité d'ordre deux (pour le cas présent) $\chi^{(2)}(-\omega_1 - \omega_2, \omega_1, \omega_2)$ et on peut écrire la polarisation comme :

$$\mathcal{P}_s^{(2)} = \frac{\epsilon_0 \chi^{(2)}}{2} \mathcal{E}_p^2(z) \exp(2ik_p z) \quad (1.9)$$

Si l'on considère dans un premier temps un effet de doublage de fréquence, cette polarisation oscille à la pulsation $\omega_s = 2\omega_p$ et donne naissance à un champ $\mathcal{E}_s(z)$ dans le cristal

qui s'amplifie selon l'équation suivante :

$$\frac{d\mathcal{E}_s}{dz} = \frac{i\omega_s\chi^{(2)}}{4n_s c} \mathcal{E}_p^2(z) \exp(i\Delta k z) \quad (1.10)$$

où n_s est l'indice du cristal pour la fréquence ω_s et Δk vaut $2k_p - k_s$. Le champ \mathcal{E}_p vérifie une équation similaire ce qui permet de montrer, dans le régime de faible déplétion $\mathcal{E}_p(z) = \mathcal{E}_p(0) = \mathcal{E}_p$, que l'intensité du faisceau doublé $I_s(z)$ dépend de Δk au travers de $\sin^2(\Delta k z/2) / \Delta k$. Pour éviter les interférences destructives qui donnent à l'intensité ce comportement sinusoïdal, nous préférons nous placer dans des conditions dites d'accord de phase $\Delta k = 0$ pour lesquelles on obtient le taux de conversion optimal. La première observation d'un tel couplage remonte à 1961 où le faisceau transmis par le cristal non-linéaire est dispersé à l'aide d'un prisme afin d'isoler la composante à $2\omega_p$ [Franken 1961].

La conversion paramétrique à proprement parler fait intervenir trois champs : le premier dit de pompe \mathcal{E}_p tandis que les autres sont appelés signal et complémentaire $\mathcal{E}_{s,c}$. Nous nous intéresserons au cas où l'énergie du photon de pompe est plus grande que celle des deux autres photons^c. Ces champs vérifient des équations similaires à celle ci-dessus (1.10) et avec un peu de calcul [Joffre 2009], on peut s'apercevoir que les flux de photons Φ_α , issus grossièrement de la quantité $I_\alpha = \mathcal{E}_\alpha^* \mathcal{E}_\alpha$, sont régis par les relations :

$$\frac{d\Phi_c}{dz} = \frac{d\Phi_s}{dz} = -\frac{d\Phi_p}{dz} \quad (1.11)$$

Ceci illustre la relation de Manley-Rowe : toute variation du flux de photons (c'est-à-dire de l'intensité) du faisceau signal se traduit par une variation identique du flux de photons du faisceau complémentaire [Manley 1956]. L'explication que l'on peut en donner dans le cadre de la physique ondulatoire ne pose aucun problème conceptuel : les faisceaux, couplés entre eux, sont continus. Cependant, lorsque l'on réfléchit à l'échelle du photon en lui-même, le phénomène se comprend comme la transformation d'un photon pompe en deux photons signal et complémentaire. Si l'on ajoute, par ailleurs, le fait que la somme $\sum_\alpha \hbar\omega_\alpha \Phi_\alpha$ est une constante (indiquant ainsi que le milieu joue bien le rôle d'intermédiaire sans aucun transfert d'énergie de la lumière au matériau), on se rend que ce phénomène est extrêmement surprenant mais peut avoir un intérêt puisque les photons finaux doivent nécessairement être corrélés.

Pour mettre en évidence ces corrélations, deux américains ont mis en place un montage [Burnham 1970], représenté sur la figure 1.2 (a), pour détecter les coïncidences de détection des photons générés à l'aide d'un cristal d'ADP et d'un laser monomode à $\lambda_p = 347$ nm. La conversion n'étant pas dégénérée, les deux photons ont une longueur d'onde $\lambda_1 = 633$ nm et $\lambda_2 = 668$ nm et sont émis dans deux cônes d'angle ϕ_i déterminés par les conditions d'accord de phase. Un premier détecteur, fixe et capable de détecter les photons uniques, intercepte un mode de diffusion dont l'angle est ϕ_2 . Le deuxième, similaire au premier mais mobile, est déplacé suivant l'axe perpendiculaire, noté Y, au plan formé par les directions \mathbf{k}_p et \mathbf{k}_2 . Des mesures de coïncidences ont alors été prises et leur taux R_C a été tracé pour différentes positions du deuxième détecteur sur la figure 1.2 (b). La forme piquée de ce taux confirme l'hypothèse que les photons sont émis par paires dans des directions données par les conditions d'accord de phase $\Delta \mathbf{k} = 0$. Le taux de photons R_1 mesuré sur le détecteur mobile est constant sur la plage de position consi-

c. les anglophones parlent alors de *parametric down conversion*.

déré ce qui infirme l'éventuelle hypothèse qu'une distribution spatiale non uniforme soit l'origine de la forme de R_C .

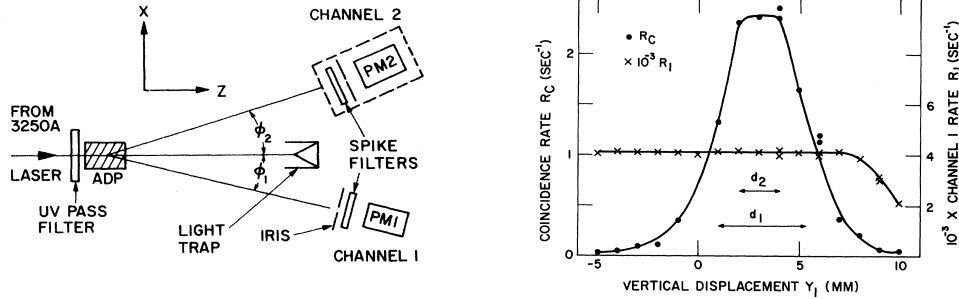


Figure 1.2 Mesure du taux de coïncidence des photons jumeaux créés par conversion paramétrique (a) Dispositif expérimental, un faisceau laser « continu » est envoyé sur un cristal biréfringent d'ADP. Les conditions d'accord de phase sont telles que les photons alors créés sont émis avec un angle $\phi_1 \simeq \phi_2 \simeq 50$ mrad. Deux photomultiplicateurs servent à mesurer les coïncidences. Le détecteur PM1 peut être déplacé dans le plan XY. (b) Taux de coïncidences R_C en fonction du déplacement de PM1 selon Y. La forme piquée montre la corrélation entre deux photons issus du cristal. R_C n'a pas été corrigé en tenant compte du taux de coïncidence fortuite estimé à 0.06 s^{-1} . Extrait de [Burnham 1970].

Cette mesure de coïncidence revient exactement à mesurer une fonction de corrélation du second ordre $G^{(2)}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \tau)$ dont la forme piquée indique une corrélation entre les deux photons et dont la largeur nous renseigne sur ce que l'on appelle la largeur de corrélation L_C . Notons que ces expérimentateurs ont aussi essayé de mesurer la simultanéité de création des photons jumeaux mais n'ont pas pu mieux faire que de fixer une limite supérieure du temps de corrélation τ_C . Une mesure plus précise a permis d'affiner cette borne supérieure à l'inverse de la largeur en fréquence du photon qui constitue la limite fondamentale [Friberg 1985]. La suite de cette section va mettre en lumière l'aspect quantique de ces paires de photons ainsi créées.

1.1.3 Etats comprimés

Si l'on revient à notre calcul du paragraphe précédent et que l'on considère les conditions d'accord de phase vérifiées, on peut alors démontrer que les champs adimensionnés $\varepsilon_{s,c}$ (proportionnels à $\mathcal{E}_{s,c}$) vérifient l'équation suivante :

$$\frac{d\varepsilon^2}{dz} = g^2\varepsilon \quad (1.12)$$

où g est le gain paramétrique qui dépend essentiellement du champ de pompe ε_p , de la force de couplage $\chi^{(2)}$ et des énergies des photons ω_α . Nous sommes toujours dans l'approximation de faible déplétion dans laquelle nous considérons ε_p constant. Les modes, régis par l'équation (1.12), voient leur population augmenter exponentiellement à l'image de ce qui se passe dans un laser.

Cas dégénéré Si nous supposons également que le système est dégénéré, c'est-à-dire $\omega_s = \omega_c$, il est impossible de faire la distinction entre le faisceau signal et complémentaire

et les champs $\varepsilon_{s,c}$ vérifient plutôt :

$$\frac{d\varepsilon}{dz} = g\varepsilon^* \quad (1.13)$$

En revenant au champ électrique solution de cette équation que l'on décompose sur ces deux quadratures $\mathcal{E}(z) = \mathcal{E}_X(z) + i\mathcal{E}_P(z)$, on se rend compte qu'il est de la forme (L étant la longueur sur laquelle le champ est amplifié) :

$$\mathcal{E}(L) = \mathcal{E}_X(0) e^{gL} + i\mathcal{E}_P(0) e^{-gL} \quad (1.14)$$

Nous avons donc l'amplification exponentielle d'une quadrature tandis que l'autre est atténuée. C'est la phase relative entre le champ de pompe et celui du signal qui va alors jouer un rôle important [Walls 1983]. On peut voir ici l'une des principales différences avec l'effet laser que l'on a déjà mentionné. Les fluctuations d'intensité du rayonnement laser sont limitées par le bruit de grenaille et sont donc données par la racine carrée de l'intensité. Dans le cas de l'amplification paramétrique, on peut montrer que l'une des deux quadratures voit ses fluctuations passer sous la limite du bruit quantique standard. Nous générons par ce biais ce que l'on appelle des états comprimés qui peuvent apporter un réel gain dans plusieurs applications en optique [Caves 1981]. De nombreux groupes ont mis en évidence de tels états et on peut notamment citer celui de R. Slusher au Bell labs comme pionniers avec un mélange à quatre ondes dans une vapeur [Slusher 1985] ou celui de H. Kimble un peu plus tard, avec un cristal non linéaire [Wu 1986, Wu 1987]. Puis quelques temps plus tard, sont apparus également les applications dans lesquelles ces états trouvent un réel intérêt comme l'amélioration de la précision dans un interféromètre [Grangier 1987, Xiao 1987].

Pour rester encore un peu avec la conversion paramétrique avec un cristal non-linéaire et illustrer le résultat (1.14), nous pouvons décrire très rapidement la procédure pour générer des états comprimés suivie dans [Wu 1986].

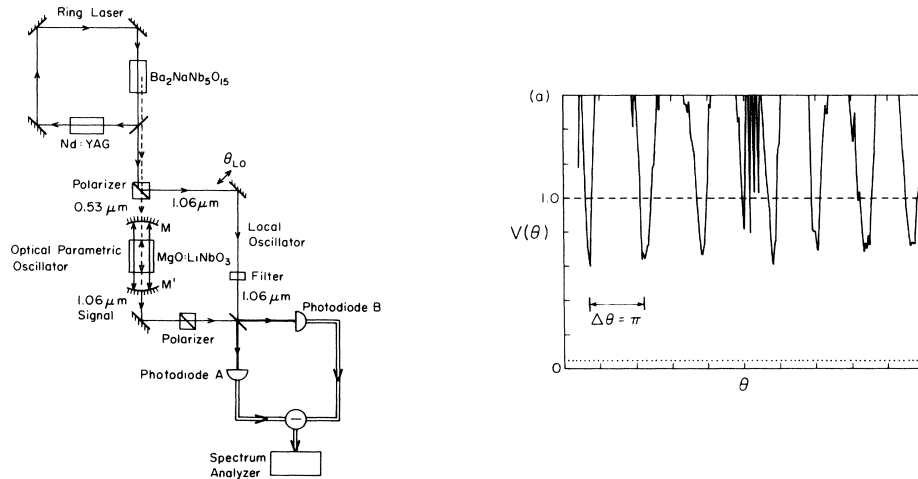


Figure 1.3 Mise en évidence d'un état comprimé en amplitude avec des photons. (a) Schéma du montage. Les photons créés (de manière dégénérée) à l'aide du cristal non-linéaire sont observés par un montage de détection homodyne. (b) Fluctuations en fonction de la phase de l'oscillateur local. Pour certaines valeurs, ces fluctuations passent sous la valeur de seuil indiquant que la quadrature est comprimée. Extraits de [Wu 1986].

La figure 1.3 (a) représente le montage expérimental qui comporte essentiellement un système laser qui fournit un faisceau à $\lambda_p = 532$ nm, un oscillateur paramétrique optique OPO (le cristal non-linéaire qui génère les états non classiques) et un système de détection homodyne qui permet de sonder chaque quadrature du champ électrique à l'aide d'une partie du faisceau source qui sert d'oscillateur local [Yuen 1983]. En modifiant la phase relative entre l'oscillateur local et le champ issu de l'OPO, on peut alors voir qu'il existe une phase pour laquelle le bruit mesuré est inférieur à la valeur du bruit de grenaille attendue illustré par la ligne en pointillé sur la figure 1.3 (b).

Cas non dégénéré Les états comprimés dont on a discuté jusqu'à présent sont dits comprimés en amplitude. Dans le cas non dégénéré où on peut différencier les photons signaux ou complémentaires soit par la polarisation soit par leur énergie $\omega_s \neq \omega_p$, ce sera plutôt cette fois-ci la différence des intensités qui verra son bruit diminuer [Walls 2006]. Nous attirons l'attention sur ce phénomène physique car une partie des résultats obtenus avec des atomes et décrits dans ce manuscrit (voir le paragraphe 2.4) sont des résultats analogues à ceux présentés maintenant. L'origine de cet effet peut se comprendre à partir de la relation de Manley-Rowe (1.11) : les variations de flux des faisceaux signal et complémentaire sont égales. C'est la forte corrélation entre ces deux faisceaux qui annule idéalement les fluctuations de la différence des intensités $\delta I = I_s - I_c$.

La preuve expérimentale a été rapportée dans [Heidmann 1987]^d. Deux faisceaux jumeaux sont émis à partir d'un cristal de KTP où l'accord de phase est de type II : les polarisations des faisceaux générés sont croisées (Fig. 1.4 (a)). Un cube polariseur permet alors de séparer les deux faisceaux dont on mesure ensuite les intensités sur deux photodiodes d'efficacité quantique $\eta_{PD} = 0.9$. Le bruit sur la différence des courants des photodiodes est enfin monitoré sur un analyseur de spectre (Fig. 1.4 (b)). On note qu'il y a effectivement une réduction du bruit qui est maximale pour une fréquence de 8 MHz.

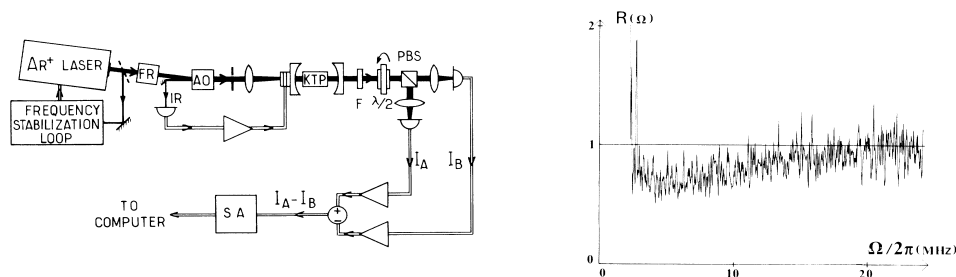


Figure 1.4 Démonstration de la réduction des fluctuations d'intensité entre deux faisceaux jumeaux. (a) Schéma du montage. Les photons sont générés avec des polarisations opposées à l'aide d'un cristal de KTP. Un cube polariseur sépare les faisceaux et les intensités sont mesurées. La différence des courants des photomultiplicateurs est monitorée. (b) Variance de cette différence d'intensités. Pour une certaine fréquence correspondant à l'inverse du temps de vie du photon dans la cavité, nous voyons une variance inférieure à la limité quantique standard. Extraits de [Heidmann 1987].

On peut également remarquer une petite subtilité due au fait que pour augmenter l'intensité de la pompe dans le cristal, celui-ci est placé dans une cavité. Or, pour des

d. Une réalisation expérimentale récente utilise un schéma plus proche de celui que l'on présente au paragraphe 2.4 [Blanchet 2008].

temps courts devant le temps de vie τ_v d'un photon dans la cavité, les fluctuations de δI montre que l'on perd la corrélation entre les photons car nous ne détectons qu'un des deux photons de la paire. On retrouve cette corrélation en attendant plus longtemps. C'est pour cette raison que le spectre des fluctuations de la différence des intensités de la figure 1.4 (b) montre effectivement un bruit sous le bruit quantique standard matérialisé par la ligne $R(\Omega) = 1$ pour des fréquences Ω faibles devant $\Omega_v = 14$ MHz. Les points expérimentaux rejoignent la valeur 1 pour des plus hautes fréquences ce qui est cohérent avec les fluctuations du laser. La forme de la courbe est en bon accord avec une forme lorentzienne du spectre des fluctuations [Reynaud 1987]. Notre chemin se poursuit vers un phénomène encore plus déroutant qui était sujet d'un débat historique au sein du monde scientifique [Einstein 1935, Bohr 1935].

1.1.4 Intrication et calcul quantique

Avec la mécanique quantique est arrivée la description d'états fortement non classiques, appelés états intriqués, qui ont bouleversé la vision de la physique. Ces états ont été mis sur le devant de la scène par le célèbre trio EPR qui a fait part d'une expérience de pensée mettant à mal la complétude de la physique quantique décrite par le formalisme des fonctions d'onde. Dans le formalisme de Dirac communément utilisé de nos jours, la fonction d'onde

$$|\Psi\rangle = \sum_i |a_n\rangle_1 \otimes |b_n\rangle_2 \quad (1.15)$$

décrit un état EPR à deux particules où $\{|a_n\rangle_1\}$ et $\{|b_n\rangle_2\}$ sont deux ensembles de fonctions d'onde propres pour des opérateurs arbitraires \hat{A}_1 et \hat{B}_2 de la particule 1 et 2 respectivement. La particularité de cet état est qu'une mesure sur la particule 1 projette également l'état de la particule 2 sur la fonction d'onde correspondante à cause de la corrélation entre les deux particules qui demeure même lorsque ces dernières sont séparées spatialement et n'interagissent plus entre elles. En 1935, deux courants de pensée s'affrontent. D'un côté, les partisans de l'interprétation de Copenhague de la physique quantique affirment que l'état n'est déterminé qu'au moment de la mesure. De l'autre, les partisans du déterminisme classique supposent que l'état est déterminé au moment de l'interaction, c'est-à-dire quand les particules sont proches. Ces derniers, en s'appuyant sur l'état (1.15) et en opposant la causalité relativiste et le principe d'incertitude d'Heisenberg, affirment donc la mécanique quantique n'est pas complète [Einstein 1935].

Un moyen quantitatif de trancher ce débat n'a vu le jour que des décennies après le paroxysme de 1935 avec la formulation des inégalités de Bell [Bell 1964]. En tenant compte des hypothèses d'une théorie à variables cachées, on peut alors construire une grandeur S à partir des fonctions de corrélations mesurées après des manipulations faites sur les deux particules qui doit vérifier $|S| < 2$ [Walls 2006]. Les premières réalisations expérimentales ont effectivement observées une violation de ces inégalités de Bell faisant pencher la balance du côté de la mécanique quantique [Clauser 1974, Aspect 1982]. Plutôt que de présenter ces expériences historiques, nous aimerions décrire celle réalisée en 1991 à partir de photons créés toujours avec un cristal non-linéaire mais dont l'intrication va être portée par leur vecteur d'onde [Rarity 1990a, Horne 1989]. Ceci est finalement une grande différence avec les paires intriquées en spin qui sont le plus couramment utilisées car, dans ce schéma (Fig. 1.5 (a)), l'intrication intervient en considérant qu'une paire de photons va être émise dans une superposition d'un grand nombre de modes.

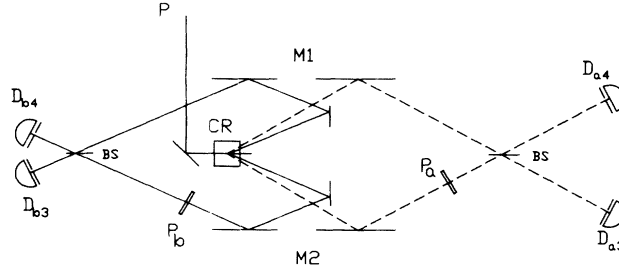


Figure 1.5 Violation des inégalités de Bell reposant sur l'impulsion des photons. Une paire de photons est créée et sélectionnée par quatre fentes (non représentées). En détectant les combinaisons de coïncidences suivant les déphasages causés par $P_{a,b}$, les auteurs ont pu démontrer que la paire est bien créée dans un état intriqué. Extrait de [Rarity 1990a].

La conversion paramétrique n'est pas ici dégénérée ce qui implique que les deux photons de la paire n'ont pas la même fréquence et donc pas la même direction. Par ailleurs, une sélection est opérée pour ne garder que deux paires symétriques de modes. On pourra donc avoir l'intuition d'écrire l'état quantique de la paire sous une forme proche de (1.15) :

$$|\Psi_{RT}\rangle = |a_1, b_2\rangle + |a_2, b_1\rangle \quad (1.16)$$

où a, b représente la fréquence du mode (trait continu ou pointillés) et 1, 2 sa direction avant d'être mélangé (haut ou bas). Les photons dirigés vers le bas (mode 2) subissent un déphasage arbitraire ϕ_a et ϕ_b par des lames de phase ajustables et les modes de même fréquence sont ensuite recombinaés à l'aide de miroirs semi-réfléchissants (BS). Enfin, quatre photodiodes à avalanche capables de compter les photons un par un (de détectivité $\eta = 10\%$), enregistrent les coïncidences de toutes les couples de modes dont les fréquences sont différentes (les coïncidences entre les deux détecteurs de gauche ou les deux de droites ne sont pas pris en compte). Les chemins optiques sont ajustés de telle sorte que les taux de coïncidences mesurés présentent un comportement sinusoïdal suivant les déphasages ϕ_a et ϕ_b [Ou 1988, Rarity 1990b]. De ce fait, on peut alors se persuader qu'un système constitué d'une lame de phase et d'un miroir semi-réfléchissant simule convenablement un système lame demi-onde et cube polariseur, ceci grâce à un phénomène d'interférences quantiques à deux photons de type Hong-Ou-Mandel (HOM) qui intervient lorsque l'on s'intéresse aux modes d'entrée et de sortie d'un miroir semi-réfléchissant [Hong 1987]. Ceci nous permet de faire une analogie directe entre le montage expérimental de la figure 1.5 et ceux des expériences historiques mentionnées précédemment.

Pour un choix arbitraire de phase ϕ_a et ϕ_b , un coefficient de corrélation peut être calculé à l'aide des taux de coïncidences moyens $\bar{C}_{ai,bj}(\phi_a, \phi_b)$ (où $i, j = 3, 4$) par :

$$E(\phi_a, \phi_b) = \frac{\bar{C}_{a3,b3}(\phi_a, \phi_b) + \bar{C}_{a4,b4}(\phi_a, \phi_b) - \bar{C}_{a3,b4}(\phi_a, \phi_b) - \bar{C}_{a4,b3}(\phi_a, \phi_b)}{\bar{C}_{a3,b3}(\phi_a, \phi_b) + \bar{C}_{a4,b4}(\phi_a, \phi_b) + \bar{C}_{a3,b4}(\phi_a, \phi_b) + \bar{C}_{a4,b3}(\phi_a, \phi_b)} \quad (1.17)$$

Les auteurs de [Rarity 1990a] ont donc construit une inégalité de Bell à partir de la grandeur :

$$S = E(\phi_a, \phi_b) + E(\phi'_a, \phi_b) + E(\phi'_a, \phi'_b) - E(\phi_a, \phi'_b) \quad (1.18)$$

et ils ont pu, en jouant astucieusement avec les lames de phases P_a et P_b , démontrer que la limite classique ne tenait plus pour $\phi_a = 0$, $\phi'_a = \pi/2$, $\phi_b = \pi/4$ et $\phi'_b = 3\pi/4$ en obtenant

une valeur de $S = 2.21 \pm 0.022$.

L'immense succès de ces états revient non seulement à la célébrité de ce paradoxe mais aussi et surtout à leur énorme potentialité. On pourrait parler de téléportation quantique [Bouwmeester 1997], d'ordinateur quantique [Braunstein 2005] ou d'un autre domaine quelconque qui pour l'heure est encore à la limite entre la réalité et le fantasme. Néanmoins, cette limite semble de plus en plus disparaître comme le montre, par exemple, le calcul quantique qui visent à paralléliser certains algorithmes classiques pour obtenir des résultats beaucoup plus rapidement et où les états intriqués sont la base. Ainsi, l'algorithme de Shor [Shor 1997] qui permet de factoriser un nombre entier N en un temps polynomial est une avancée maintes fois citée. A côté de ce tableau, l'optique atomique est encore jeune et montre seulement les premiers signes d'un développement semblable à celui dont on vient de tracer les traits rapidement dans cette première partie.

1.2 ... à l'optique atomique quantique

Ce sont donc les non-linéarités qui sont à l'origine de la création d'états non-classiques de la lumière. Mais alors que l'optique photonique a besoin d'un support comme un cristal non-linéaire, l'avantage des atomes réside plutôt dans le fait qu'ils sont naturellement non-linéaires au travers par exemple de leur propriétés collisionnelles [Mølmer 2003] et peuvent être potentiellement perçus comme de bons, voire meilleurs candidats.

A des températures basses, les atomes commencent à révéler un comportement ondulatoire. La condensation de Bose-Einstein qui est très souvent vue sous un angle analogue au laser doit donc présenter également une forte cohérence par l'intermédiaire de franges d'interférences^e. La manifestation d'un tel effet a pu être observé par une équipe au MIT qui a montré que deux condensats de Bose-Einstein indépendants, initialement séparés de $40 \mu\text{m}$, présentaient une modulation de densité, après temps de vol, sur la zone où ils étaient superposés [Andrews 1997].

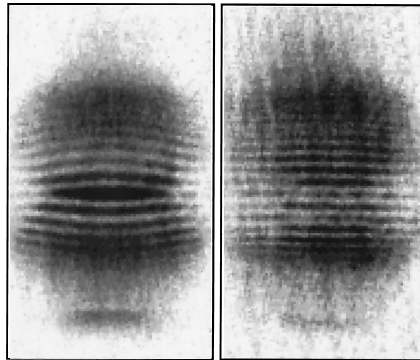


Figure 1.6 Interférences entre deux condensats de Bose-Einstein en expansion. Les images sont prises après un temps de vol de 40 ms durant lequel les condensats ont le temps de se recouvrir. Initialement séparés de $d \simeq 40 \mu\text{m}$, ils interfèrent lors de leur chute sur la zone de recouvrement. Le contraste a été estimé à plus de 50%. Extrait de [Andrews 1997].

e. Mentionnons néanmoins au passage que, de la même façon qu'en optique traditionnelle où il n'est pas nécessaire d'avoir un laser pour observer des franges d'interférences, la nature ondulatoire des atomes n'est pas seulement observable sous le seuil de condensation.

Nous commençons déjà à voir, par cet exemple, la similitude avec les photons qui va nous accompagner tout au long de ce manuscrit. Mais, à l'instar des interférences que l'on peut observer avec des fentes de Young, ces interférences, présentées sur la figure 1.6, ne sont qu'un effet à une particule et ne trouvent pas leur origine dans une corrélation entre les particules des deux condensats. L'enjeu des prochains paragraphes sera justement de mettre en lumière les points similaires entre l'optique ondulatoire qui a progressé vers l'optique quantique et la physique des atomes froids qui arrivent à un point où on peut désormais parler d'optique atomique quantique.

1.2.1 Corrélations atomiques dans un nuage froid

Gaz thermique de bosons

L'effet Hanbury Brown et Twiss se manifeste en optique par le fait qu'une source thermique a tendance à émettre des photons par paquets (§ 1.1.1). L'équivalent de la source lumineuse thermique en optique atomique est un nuage froid dont la température est néanmoins au dessus de la température critique de dégénérescence quantique [Naraschewski 1999]. Pour coller dans un premier temps aux photons, nous allons étudier un gaz d'atomes bosoniques et nous nous attendons donc à ce que les atomes dans le nuage se regroupent par paquets.

Ce phénomène a été observé pour la première fois avec des atomes froids par le groupe de F. Shimizu en 1995 avec un jet refroidi de néon métastable [Yasuda 1996]. L'équipe d'hélium métastable d'Orsay a également pu obtenir des résultats convaincants en 2005, quelques temps avant que je la rejoigne. A l'aide d'un détecteur constitué de gallettes à micro-canaux (voir l'annexe A.3), nous pouvons réaliser des images à trois dimensions avec une résolution d'atome unique de nos nuages froids d'hélium métastable $^4\text{He}^*$. A partir de ces images, il est très facile de calculer une fonction de corrélation du second ordre $g^{(2)}(\delta\mathbf{r})$ qui donne essentiellement la probabilité de trouver un atome à une position $\mathbf{r}_1 + \delta\mathbf{r}$ ayant déjà mesuré la position d'un autre atome en \mathbf{r}_1 . Le calcul de cette fonction a alors montré qu'elle était piquée autour de la valeur $\delta\mathbf{r} = \mathbf{0}$ confirmant le groupement des atomes [Schellekens 2005] (figure 1.7 (a), cadre supérieur). Par ailleurs, les longueurs de corrélation, définissant la taille du volume de cohérence associé au nuage, sont en très bon accord avec la formule [Viana Gomes 2006] :

$$l_i = \frac{\hbar t}{ms_i} \quad (1.19)$$

où t est le temps de vol, m la masse de l'atome et s_i est la taille du nuage suivant la direction i . Ceci est à mettre en relation avec l'expression (1.7) de la largeur de corrélations de l'effet Hanbury Brown et Twiss en optique traditionnelle. Nous pouvons en effet identifier la longueur d'onde du rayonnement λ à la longueur d'onde de Broglie h/mv d'un atome qui tombe à la vitesse v ainsi que la distance à l'objet L à la distance de chute vt (l'accélération due à la gravité n'affecte pas la formule (1.19)).

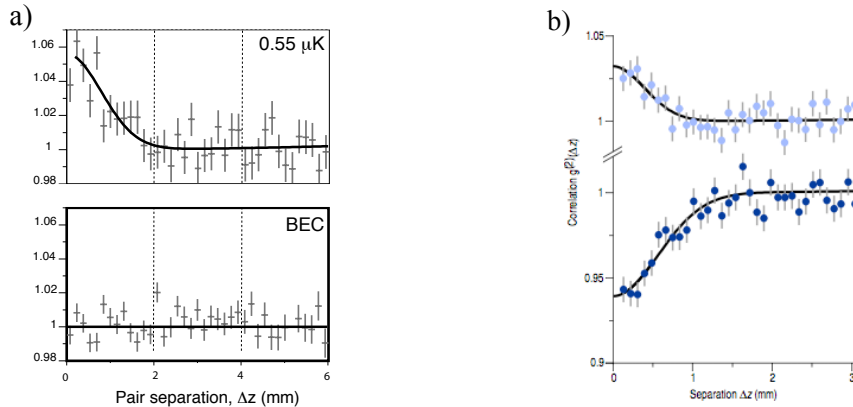


Figure 1.7 Fonctions de corrélations $g^{(2)}(r - r')$ (a) indiquant que les atomes d' $^4\text{He}^*$ (bosoniques) préfèrent arriver par groupe sur le détecteur pour un nuage thermique (les trois premières figures) mais sont totalement indépendants pour un condensat (cadre du bas). Extrait de [Schellekens 2005] (b) Les fermions s'évitent par contre et la fonction de corrélations tend à s'annuler pour des distances entre atomes petites (bleu foncé). A titre de comparaison, la fonction de corrélations pour des bosons est représentée en bleu ciel. Extrait de [Jeltes 2007].

Enfin, nous aimerions faire remarquer que ces mesures ne sont pas les seules à avoir mis en évidence l'effet Hanbury Brown et Twiss avec des atomes froids. Citons aussi celles faites dans le groupe d'I. Bloch avec un gaz de Rubidium piégé dans une phase d'isolant de Mott [Folling 2005].

Condensats de Bose-Einstein

L'avantage de l'hélium métastable est que l'on sait le refroidir sous le seuil de condensation [Robert 2001, Pereira Dos Santos 2001b] permettant alors de réaliser la mesure sur un nuage atomique dont les propriétés de cohérence sont plus importantes que dans le cas d'un gaz thermique. Un condensat de Bose-Einstein est, en optique atomique, l'équivalent d'un laser en optique photonique : la très grande majorité des atomes peuplent le même mode fondamental. Ces derniers doivent être alors statistiquement indépendants les uns des autres et la fonction de corrélation du second ordre doit donc être égale à un pour n'importe quelle distance inter-particules. Ceci a également été observé dans notre équipe [Schellekens 2005] (dernier cadre en bas de la figure 1.7 (a)) ainsi que par le groupe de T. Esslinger la même année [Öttl 2005].

Fermions

Mais l'optique atomique a aussi certaines possibilités inaccessibles avec les photons comme par exemple de pouvoir sonder la statistique fermionique. Pour des bosons, ce sont en fin de compte les interférences quantiques constructives qui sont à l'origine du groupement de particules. Pour les fermions, ces interférences deviennent destructives et ainsi empêchent les particules identiques d'être dans le même mode : ce n'est rien d'autre que le principe d'exclusion de Pauli. Ce dégroupement de particules est une

manifestation du caractère quantique des corrélations entre particules en ce sens qu'il n'est pas possible d'obtenir un tel effet avec les principes de la physique classique.

L'hélium métastable est encore une fois un bon candidat pour observer un tel effet dans un gaz de fermions froids. En effet, l'équipe de W. Vassen à Amsterdam a été capable de refroidir un gaz d'hélium-3 (isotope fermionique de l'hélium-4 que l'on utilise) sous la température de Fermi T_F grâce au refroidissement sympathique [DeMarco 1999, McNamara 2006]. En utilisant notre détecteur sur leur expérience, ces corrélations d'intensité ont effectivement été mesurées : pour des distances entre particules inférieures à la longueur de corrélation, la fonction de corrélation tend à s'annuler [Jeltes 2007] (Fig. 1.7 (b)). Ce phénomène a également été observé par le groupe d'I. Bloch à partir d'un gaz chargé dans un réseau optique [Rom 2006].

Nous voyons donc au travers de ses trois résultats que les bases de l'optique atomique quantique semblent se poser petit à petit : l'observation de l'effet Hanbury Brown et Twiss est parfois considéré comme un point initiateur car il met en lumière le fait que les techniques sont assez mures pour détecter les corrélations entre particules. Comme cela s'est passé en optique photonique, la continuité de l'observation de l'effet HBT passe par l'étude des états non classiques (qui comportent donc de fortes corrélations) et par conséquent par la recherche de sources qui permettent de générer ces états.

1.2.2 Mélanges à quatre ondes de matière

C'est dans ce cadre que notre équipe s'est lancée dans des études de mélanges à quatre ondes de matière. Dans la première partie de ce chapitre, nous avons mis l'accent sur les paires générées par conversion paramétrique à l'aide d'un cristal non linéaire. Les faisceaux jumeaux sont créés grâce au cristal dont les propriétés font apparaître une composante de la susceptibilité $\chi^{(2)}$ non linéaire avec le champ électrique. Nous aimerions mentionner ici que les résultats présentés auparavant peuvent être aussi retrouvés avec ce que l'on appelle les mélanges à quatre ondes qui font intervenir la composante $\chi^{(3)}$ [McCormick 2007]. Dans ce cas, ce n'est plus un mais deux faisceaux qui génèrent une paire de faisceaux jumeaux. Le fait que le hamiltonien d'un mélange à quatre ondes est formellement identique à celui de la conversion paramétrique (dans le cas de pompes classiques) nous laisse la liberté de continuer à faire l'analogie avec cette dernière.

Un exemple de sources de paires atomiques peut être réalisée par un processus de mélange à quatre ondes de matière qui consiste à faire collisionner deux condensats de Bose-Einstein (jouant le rôle des deux faisceaux de pompe). Les atomes diffusés lors de collisions élastiques devraient alors se comporter de manière similaire aux photons jumeaux. Dans notre cas, ces mélanges seront spontanés car nous n'injectons aucun germe en tant que troisième onde pour stimuler les collisions dans une certaine direction. Elles sont donc basées sur les fluctuations du vide ce qui donne à cette source d'atomes corrélés un caractère isotrope. Nous verrons également que nous sommes dans un régime perturbatif où relativement peu d'atomes sont diffusés (§ 2.2.1). Tout ceci est très important car cela nous permet de considérer vraiment que nos excitations élémentaires sont des paires (chaque atome est corrélé avec un unique partenaire). Nous n'entrons pas encore dans les détails de ces collisions (qui sont l'objet du chapitre 2) mais intéressons-nous quand même très rapidement aux corrélations entre les atomes diffusés.

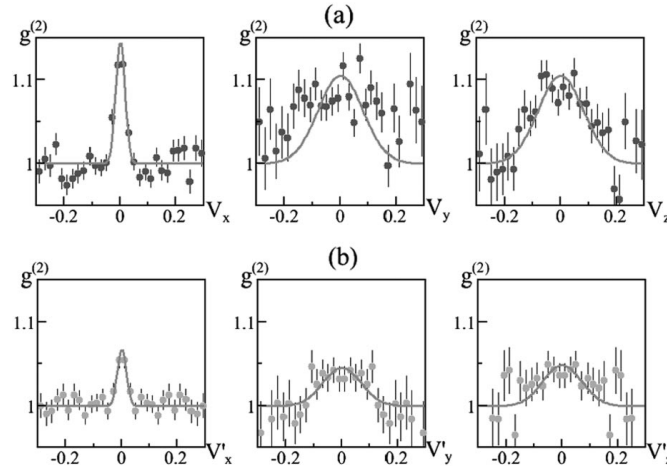


Figure 1.8 Projections des fonctions de corrélations du second ordre moyennées sur tout le halo. Ces fonctions sont tracées en fonction des composantes de $\delta\mathbf{v}$. (a) Projections sur X, Y et Z de la fonction de corrélation "opposée" $\int d\mathbf{v} g^{(2)}(\mathbf{v}, -\mathbf{v} + \delta\mathbf{v})$ qui mesure la probabilité d'obtenir un atome dans une région du halo ayant déjà détecté un autre atome dans la direction opposée. Projections sur X, Y et Z de la fonction de corrélation "colinéaire" $\int d\mathbf{v} g^{(2)}(\mathbf{v}, \mathbf{v} + \delta\mathbf{v})$. Sa forme piquée est une manifestation de l'effet HBT. Extrait de [Perrin 2007b].

Les collisions entre les atomes des condensats sont des collisions binaires isotropes ce qui veut dire que deux atomes vont être diffusés de manière homogène sur une sphère. Notre procédure expérimentale va être grandement influencée par les résultats mentionnés au paragraphe 1.1.2 où l'observation de paires avait été mise en lumière. Toujours grâce à notre détecteur d'atomes uniques, nous pouvons calculer la fonction de corrélation du second ordre pour des atomes détectés dans des zones du halo diamétralement opposées $g^{(2)}(-\mathbf{r}, \mathbf{r} + \delta\mathbf{r})$. Nous nous attendons évidemment à ce qu'il y ait une très forte corrélation reflétée sur la fonction de corrélation par une valeur supérieure à 1 pour $\delta\mathbf{r} = 0$. C'est ce que l'on voit sur la figure 1.8 (a) où on a tracé les trois projections de $g^{(2)}$. Ces résultats sont les premiers indices qui indiquent que la source de paires atomiques que l'on a ainsi créée semble bien se comporter comme attendu.

Notons au passage qu'une différence notable avec l'expérience présentée au paragraphe 1.1.2 est que lorsque l'on acquiert notre halo de diffusion, nous avons accès à un nombre important de modes contrairement à [Burnham 1970] où un seul mode est monitoré. Le caractère chaotique de la distribution des paires sur le halo (rappelant l'émission des photons d'une source thermique) est l'origine de la manifestation de l'effet HBT que l'on retrouve en mesurant la fonction de corrélation sur des zones proches $g^{(2)}(\mathbf{r}, \mathbf{r} + \delta\mathbf{r})$ (Fig. 1.8 (b)). On a plus de chance de détecter une paire dans une direction donnée si une autre paire est déjà émise dans cette direction.

1.2.3 Etats atomiques comprimés

L'étape suivante est l'observation d'états atomiques comprimés par la mesure de la réduction des fluctuations de la bonne observable. La génération de paires par collisions entre condensats de Bose-Einstein doit théoriquement montrer une réduction des fluc-

tuations de la différence du nombre d'atomes pour des zones du halo opposées. En effet, puisque chaque atome est nécessairement émis avec un partenaire qui est, quant à lui, émis dans la direction opposée, cette différence de nombre d'atomes doit être strictement nul tout comme ses fluctuations. Un des points de cette thèse est la description des résultats obtenus démontrant le caractère sous-poissonien de la distribution de la différence d'atomes entre deux zones opposées que l'on présente à la partie 2.4.

Mais il ne faut pas oublier que l'étude d'états non classiques obtenus à partir d'atomes froids crée une certaine émulation et de nombreux groupes proposent ou réalisent des expériences visant à utiliser des états atomiques présentant des propriétés similaires [Kitagawa 1993, Duan 2000, Sørensen 2001, Itah 2010]. En particulier, le groupe de M. K. Oberthaler a réalisé des expériences assez remarquables dans ce domaine en piégeant un condensat dans un réseau optique à une dimension avec peu de puits remplis (entre 2 et 6) [Estève 2008]. Le nombre d'occupation par site est estimé entre 100 et 1100 ce qui implique que la limite du bruit de grenaille est de l'ordre de quelques dizaines d'atomes. Ce groupe a donc été capable d'observer des états comprimés de type spin (*spin squeezing*) en étudiant les fluctuations des trois composantes d'un spin fictif calculés par $J_x = (a^\dagger b + b^\dagger a)/2$, $J_y = i(a^\dagger b - b^\dagger a)/2$ et $J_z = aa^\dagger - bb^\dagger$ (a et b sont les opérateurs d'annihilation de deux sites du réseau considéré). L'idée étant que la quadrature J_z , qui représente concrètement la différence du nombre d'atomes entre deux sites du réseau, est comprimée tandis que la quadrature conjuguée, qui est la phase associée ϕ donnée par $\langle J_x \rangle = \sqrt{n_a n_b} \langle \cos \phi \rangle$ est anti-comprimée. Par des images in-situ avec une résolution telle qu'ils pouvaient résoudre les sites individuellement, ils ont montré que les fluctuations de J_z étaient sous le bruit quantique standard (Fig. 1.9 c). Ensuite, en relâchant les atomes, des figures d'interférences ont révélés la cohérence des puits entre eux et leur phase ϕ (Fig. 1.9 d). A partir de toutes ces informations, un taux de compression de -2.3 dB a été mesuré pour un schéma où seuls deux puits sont peuplés. Notons, par ailleurs, qu'à partir de ces états comprimés, ce même groupe a démontré très récemment leur intérêt en dépassant la limite classique de précision dans un interféromètre atomique [Gross 2010].

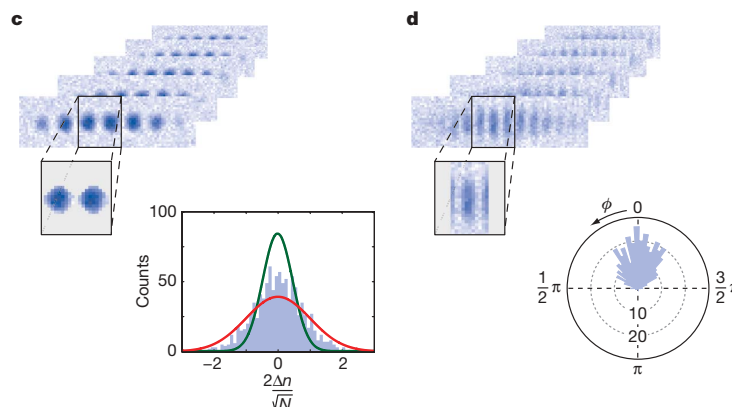


Figure 1.9 Observation d'une réduction des fluctuations du nombre d'atomes entre deux sites d'un réseau à une dimension. **c** Images in-situ des sites du réseau. L'histogramme de la différence de population est représentée également et montre un comportement sous-poissonien (courbe verte). **d** Image après temps de vol. Des interférences entre les atomes issus de sites différents sont observées révélant une cohérence de phase entre eux. Extrait de [Estève 2008].

1.3 Conclusion

Nous avons retracé très brièvement les quelques étapes importantes qui ont mené à l'optique quantique et à l'étude d'états non classiques de la lumière. L'effet HBT a joué un rôle prépondérant dans ce cheminement en mettant en évidence l'importance des corrélations entre particules. La génération de paires de photons a ensuite montré ses capacités dans l'étude de ces corrélations quantiques avec les états comprimés et les états intriqués. Le développement dans ce domaine est d'ailleurs tel que nous sommes passés à une nouvelle échelle comme en témoigne le test d'un réseau de communication sécurisé par cryptographie quantique en 2008 à Vienne.

A l'image de ce chemin pris par l'optique photonique, l'optique atomique a tout récemment montré l'existence des corrélations entre atomes (§ 1.2.1) dans une nuage atomique thermique ainsi qu'entre atomes diffusés par paires par un processus de mélanges à quatre ondes de matière. Dernièrement, l'observation d'états atomiques comprimés a été faite à partir d'atomes piégés dans plusieurs puits d'un réseau optique (§ 1.2.3). Dans le cas du mélange à quatre ondes, nous présentons la réduction des fluctuations attendue de façon similaire à [Heidmann 1987] à la section 2.4.

La différence entre nos mesures et celles faites dans un réseau optique réside principalement dans la nature même de l'état dans lequel sont les atomes. Bien que dans les deux cas l'interaction entre atomes joue le terme non linéaire comprimant les états atomiques, nos paires individuelles créées lors de la collision restent tout de même des états binaires. Dans le cas de [Estève 2008], une description microscopique semble plus compliquée à obtenir. Ceci est en fin de compte un avantage que l'on peut exploiter dans le cadre de l'observation de la violation d'inégalités de Bell prouvant l'état intriqué dans lequel nous croyons que nos états sont. L'un des grands enjeux de l'optique atomique quantique est toujours de trouver une bonne source pour pouvoir étudier ces états atomiques non classiques. C'est dans ce cadre que nous détaillerons, au prochain chapitre, les caractéristiques de notre source de paires atomiques mises en évidence durant ma thèse.

2


Sources de paires atomiques fortement corrélées

La recherche procède par des moments distincts et durables, intuition, aveuglement, exaltation et fièvre.

Albert EINSTEIN

Sommaire

2.1 Sources de paires atomiques de par le monde	26
2.2 Mélanges à quatre ondes de matière spontanés	30
2.3 Conditions d'accord de phase	45
2.4 Réduction des fluctuations de la différence de populations	60
2.5 Sources de paires directionnelles	87
2.6 Conclusion	94

'optique quantique traditionnelle a trouvé dans la conversion paramétrique à l'aide d'un cristal non-linéaire en régime perturbatif un bon moyen de générer des paires de photons corrélés. Cette source associée au développement de détecteurs de photons uniques a permis alors d'étudier des phénomènes purement quantiques dont on a déjà cité quelques références au paragraphe 1.1.4. Le développement de ce domaine en est même à un point que la mécanique quantique va avoir un nouvel impact technologique avec la sécurisation des communications. D'un autre côté, malgré un retard certain, l'optique atomique semble tirer son épingle du jeu grâce à la grande non-linéarité des atomes qui permet, *a priori*, d'obtenir des états non classiques plus facilement [Mølmer 2003]. Ceci donne une bonne raison pour rechercher une source de paires atomiques fortement corrélées convenable en optique atomique quantique.

Diverses sources de paires atomiques sont concevables et plusieurs d'entre elles ont même vu le jour comme nous le verrons un peu plus bas. Notre choix s'est porté sur la collision de deux condensats de Bose-Einstein. Lors de cette collision, les particules peuvent être en première approximation considérées comme des billes de billard et subir des collisions binaires. Chaque atome diffusé a nécessairement un partenaire avec lequel il forme une paire qui doit avoir des propriétés similaires à celles des photons intriqués issus de la conversion paramétrique. L'équipe que j'ai rejointe au début de ma thèse avait déjà entrepris la mise en place d'un système expérimental pour réaliser une telle source de paires réalisée à partir d'un condensat de Bose-Einstein d'hélium métastable. Cet atome, assez peu utilisé dans la communauté des atomes froids, offre la possibilité

de détecter des nuages atomiques à trois dimensions et atomes par atomes. Ainsi notre détecteur, construit autour de galettes à micro-canaux, marche finalement comme un ensemble de milliers de photodiodes à avalanche en parallèle ce qui en fait donc un très bon outil pour des études d'optique atomique quantique.

Le début de ce chapitre reprend le protocole expérimental élaboré avant le déménagement pour créer cette source de paires. Quelques améliorations ont néanmoins été apportées et sont également reportées dans cette première partie. Nous passerons ensuite à l'étude de cette source au travers des états diffusés finaux des paires de particules générés par celle-ci. Nous démontrons alors dans la deuxième partie que bien que l'optique atomique quantique se construit par analogie avec l'optique photonique quantique, on ne peut pas oublier que les atomes interagissent entre eux. En particulier, nous verrons que c'est bien à cause de ces interactions entre atomes que le halo de collisions n'a pas la forme sphérique attendue. Nous suivrons dans un troisième temps les traces de l'optique photonique quantique en observant la réduction des fluctuations de la différence du nombre d'atomes entre deux zones opposées de ce halo de collisions. A partir de ces résultats, nous analyserons les principales sources de bruits qui rendent cette réduction beaucoup plus faible que ce que nous attendons théoriquement. Enfin, dans le but d'obtenir la source de paires d'atomes corrélés la plus efficace, nous présentons plusieurs schémas expérimentaux qui corrigent certaines difficultés de la source que l'on étudie dans ce manuscrit.

2.1 Sources de paires atomiques de par le monde

L'analogie avec l'optique non linéaire a poussé quelques équipes de recherche à étudier des phénomènes susceptibles de créer des paires de particules massives corrélées. Nous mentionnons dans la suite de cette section trois types d'expériences qui ont grandement inspiré celles réalisées dans notre équipe durant ma thèse.

Mélange à quatre ondes avec des ondes de matière Les expériences présentées par la suite sont en partie inspirées par les travaux réalisés au NIST en 1999 [Deng 1999]. Cette équipe a réalisé une collision entre deux condensats de sodium et a donc pu observer l'apparition d'un halo composé de particules qui ont été diffusées lors de ce processus. En même temps que cette collision est amorcée, un faisceau indépendant est utilisé pour créer un germe en couplant une faible population d'atomes (de l'ordre de 1% - 2% du condensat initial) à un mode de diffusion arbitraire. Un phénomène d'amplification a pu être mis en évidence et le mode concerné voit sa population augmenter de façon exponentielle : on a une manifestation claire du processus de stimulation bosonique. L'équipe de W. Philips a ainsi mesuré un gain de 1.5. En 2002, l'équipe de W. Ketterle au MIT [Vogels 2002, Vogels 2003] a observé le même phénomène mais avec un gain au moins de 20 qui avait pour conséquence de dépleter énormément les condensats (Fig. 2.1). Les populations devenant trop faibles, le processus d'amplification s'arrêtait.

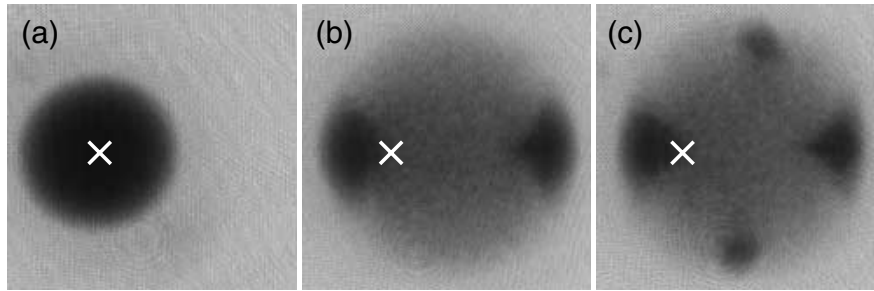


Figure 2.1 (a) Un condensat est séparé en deux à l'aide de deux faisceaux laser. La croix blanche montre le centre du condensat. (b) Les deux condensats-fils se déplacent l'un par rapport à l'autre (tâches sombres) et le halo de collision les rejoignant contient les atomes qui sont diffusés dans toutes les directions. (c) En ajoutant une troisième faisceau qui sert à créer un germe, une quatre tâche sombre apparaît : les deux modes (haut et bas) sont amplifiés et contient 40 % des atomes diffusés. Extrait de [Vogels 2002].

Par ailleurs, le processus dominant étant la diffusion binaire d'atomes, le mode opposé à celui couplé par le germe voit lui-aussi sa population augmenter et on a l'apparition d'une quatrième onde de matière comme l'ont démontré ces deux équipes. Mais malgré le gain important dans l'expérience la plus récente qui améliore le rapport signal-sur-bruit, celle-ci a pas réussi à démontrer la réduction des fluctuations de la différence des populations entre les deux modes amplifiés.

Dissociation de molécules Un autre exemple de source de paires atomiques créée avec des atomes froids a été présentée en 2005 par une équipe au JILA [Greiner 2005]. Les paires d'atomes de potassium ^{40}K (fermioniques) sont émises dans ce cas en dissociant des molécules K^2 faiblement liées proches d'une résonance de Feshbach [Chin 2010, Yurovsky 2002]. L'énergie d'interaction entre les atomes de la molécule se transforme, lors de la dissociation, en énergie cinétique qui permet la séparation des atomes de la paire ainsi formée avec des vitesses opposées dans le centre de masse de la molécule.

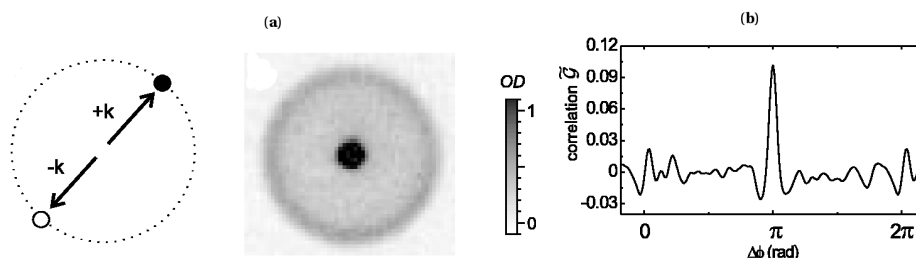


Figure 2.2 Corrélations atomiques créées par dissociation de molécules froides. (a) Les atomes se dissocient en paires ($k, -k$) et se répartissent donc sur un halo de collision. (b) Une corrélation est visible entre deux zones opposées. Extrait de [Greiner 2005].

Le halo ainsi que le nuage de molécules ont été imagés par absorption et sont repré-

sentées sur la figure 2.2 (a). Un faisceau laser est collecté sur une caméra CCD après avoir illuminé le système quantique. L'image est donc un négatif où les zones d'ombre marquent la présence d'atomes. Le problème majeur dans ce cas précis est que l'image est implicitement moyennée sur l'axe du faisceau, noyant en quelques sortes les données dans le plan transverse. Pour faire ressortir les corrélations atomiques, l'équipe de D. S Jin a alors utilisé une méthode élaborée quelques temps avant et décrite dans [Altman 2004]. Néanmoins, la largeur de cette corrélation n'a pas pu être résolue à cause des limites du système de détection (Fig. 2.2 (b)).

Instabilités dans un réseau à une dimension Puisque les deux premières réalisations expérimentales de paires d'atomes se font dans l'espace libre, la relation de dispersion (qui est alors quadratique) ne permet d'obtenir que des collisions où les quantités de mouvement des atomes dans le centre de masse sont les mêmes. Il est d'ailleurs facile de voir qu'il ne peut y avoir de collisions entre atomes d'un même condensat en espace libre. La situation est cependant différente lorsque l'on considère un déplacement dans un réseau optique qui modifie la relation de dispersion. Il devient alors possible que deux atomes du condensat en mouvement collisionnent et se retrouvent dans deux modes diffusés avec des vitesses v_1 et v_2 qui dépendent de la vitesse v_0 du condensat [Hilligsøe 2005]. La réalisation expérimentale a été faite également par une équipe de W. Ketterle au MIT [Campbell 2006]. Elle est rapidement présentée sur la figure 2.3. Nous reviendrons, par ailleurs, sur ce processus au paragraphe 2.5.3.

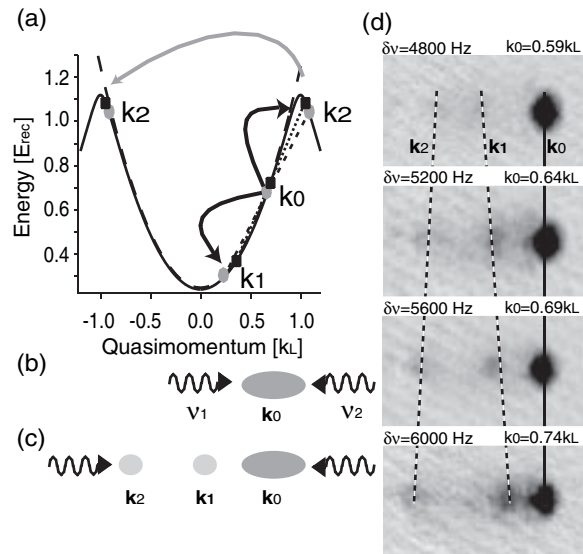


Figure 2.3 Collisions dans un réseau optique à une dimension de faible amplitude. Lorsqu'un condensat a une quantité de mouvement k_0 suffisamment grande, des conditions d'accord de phase données par la relation de dispersion représentée sur l'image (a) peuvent être vérifiées. Des atomes collisionnent et peuplent alors un unique couple de modes k_1 et k_2 . Les quatre images à droite montrent, pour différentes quantités de mouvement k_0 , qu'à chaque fois deux modes sont effectivement peuplés. Extrait de [Campbell 2006].

Relaxation d'un quasi-condensat excité transversalement La dernière expérience que l'on mentionnera dans cette partie a été menée par une équipe autrichienne à Vienne dirigée par J. Schmiedmayer [Bücker 2010]. Le processus qui génère des paires d'atomes corrélés est encore une fois un processus collisionnel mais qui s'opère cette fois-ci dans un guide d'ondes magnétique superposé à un potentiel magnétique piégeant très lâche (16.3 Hz). Un écart en énergie inégal selon les axes y et z (créé par habillage radio-fréquence) permet de considérer seulement l'état fondamental $|0,0\rangle$ et le premier état excité $|1_y,0\rangle$ d'énergie 1.83 kHz. Un quasi-condensat à une dimension d'environ 700 atomes est obtenu dans ce piège qui est ensuite secoué transversalement à l'aide d'un fil auxiliaire indépendant du piégeage. Cette étape, optimisée par un algorithme de contrôle optimal [Peirce 1988, Pontryagin 1987], réalise une inversion de population en transférant pratiquement tous les atomes dans le premier état excité (un transfert de 97 % a été estimé expérimentalement). Cet état étant très fortement hors d'équilibre, il va se désexciter en formant des paires d'atomes jumeaux qui vont peupler les modes axiaux $|0, \pm k\rangle$ ^a. Bien que ce processus est initialement spontané, les modes $|0, \pm k_0\rangle$ vérifiant les conditions d'accord de phase vont être amplifiés par stimulation bosonique. Enfin, des images après temps de vol sont pris à l'aide d'un système d'imagerie par fluorescence qui permet une détection d'atomes uniques [Bücker 2009].

Des corrélations non classiques dans ces faisceaux d'atomes jumeaux doivent apparaître par une distribution sous-poissonienne de la différence de population $n = N_1 - N_2$ des modes $\pm k_0$. En mesurant les nombres d'atomes dans chaque nuage et en reconstruisant cette distribution, les membres de cette équipe ont pu montrer une réduction brutes des fluctuations de $V_n = 0.37 \pm 0.03$. L'écart à la valeur attendue $V_{n,th} = 0$ pour une émission par paires parfaite vient principalement du système d'imagerie. Après correction, une valeur de $V_n = 0.11 \pm 0.02$ a pu être estimée (fig. 2.4 (b)).

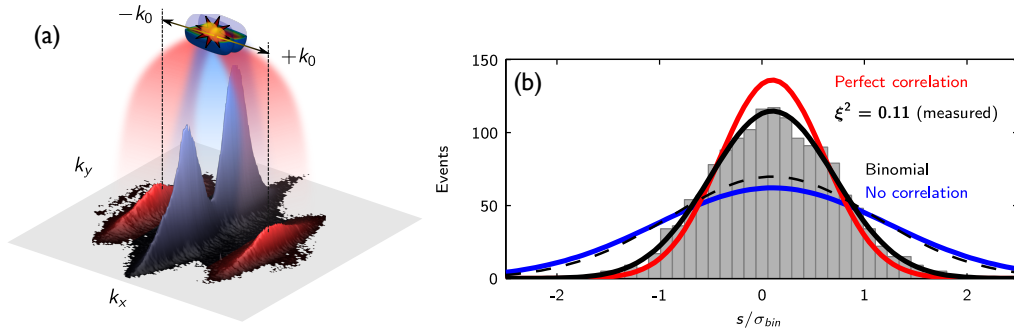


Figure 2.4 Emission d'atomes jumeaux dans un piège modulé. (a) Un mouvement non-adiabatique transfère le condensat dans le premier état excité du piège. Des paires d'atomes d'impulsions opposées $\pm k_0$ sont émises lors de la relaxation (nuages rouges). (b) La distribution de la différence de populations entre les deux nuages contenant en principe des paires d'atomes est sub-poissonienne. Extrait de [Bücker 2010].

a. Cette source de paires est par contre monomode transverse

2.2 Mélanges à quatre ondes de matière spontanés

Contrairement aux expériences de mélanges à quatre ondes présentées au paragraphe 2.1, nous n'allons pas nous focaliser sur l'explosion exponentielle de la population des modes diffusés en semant un germe mais nous allons plutôt nous mettre dans un régime spontané pour pouvoir étudier les paires individuellement. L'analyse physique sera, par ailleurs, grandement aidée par l'acquisition d'images non saturées, à trois dimensions et de résolution "atomes uniques" possible grâce à notre détecteur. La présente section décrit les conditions nécessaires pour réaliser ces collisions entre condensats ainsi que les moyens mis en œuvre. Des compléments d'information pourront être trouvés dans les thèses de mes prédécesseurs [Perrin 2007a, Krachmalnicoff 2009].

2.2.1 Point de vue théorique

Nous allons mettre en place ici un formalisme de collisions à basse énergie. Nous verrons alors que le hamiltonien qui régit notre système à N particules se met sous une forme qui rappellera notre analogie avec l'optique photonique quantique et avec la conversion paramétrique. Tout d'abord, la forme générique de cet hamiltonien en seconde quantification est donnée par :

$$H = - \int \Psi^\dagger(\mathbf{r}) \frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} \Psi(\mathbf{r}) d\mathbf{r} + \frac{1}{2} \int \Psi^\dagger(\mathbf{r}) \Psi^\dagger(\mathbf{r}') V(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \Psi(\mathbf{r}') \Psi(\mathbf{r}) d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \quad (2.1)$$

contenant un terme d'énergie cinétique et un terme d'interaction collisionnel caractérisé par le potentiel V . Les opérateurs $\Psi(\mathbf{r})$ et $\Psi^\dagger(\mathbf{r})$ sont les opérateurs champs d'annihilation et de création d'une particule en \mathbf{r} qui vérifient les relations de commutations habituelles pour des bosons. Le potentiel V que l'on prend pour décrire les collisions entre les atomes de notre condensat est le potentiel moléculaire^b qui a le bon goût de tendre vers zéro plus vite que $1/r$ (on appellera b la portée de cette interaction).

Collisions binaires Le fait que ce potentiel ne dépend que de la position relative entre les particules $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$ et que les nuages à partir desquels on va initier les collisions sont assez dilués nous permet de considérer que les collisions sont des événements localisés. On va donc tout d'abord s'intéresser à une collision entre deux particules que l'on décrit par un hamiltonien réduit. Nous supposons aussi que V est un potentiel central. La solution de l'équation de Schrödinger

$$\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2M} \phi_k(r) + V(r) \phi_k(r) = E_k \phi_k(r) \quad (2.2)$$

doit avoir un comportement asymptotique de la forme suivante :

$$e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} + f_k(\Omega) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.3)$$

composée de l'onde incidente (1^{er} terme) et de l'onde diffusée (2nd terme). La fonction f_k représente l'amplitude de diffusion et est reliée à la section efficace de collision $\sigma(\Omega)$

b. Nous parlerons un peu plus de ces potentiels au chapitre 4 sur les mélanges de spin.

dans la direction Ω par :

$$\sigma(\Omega) = |f_k(\Omega)|^2 \quad (2.4)$$

L'onde diffusée peut se décomposer sur les harmoniques sphériques $Y_{m=0}^l$. Ceci permet ainsi d'étudier la diffusion pour chaque composante qui ont chacune leur section efficace partielle propre [Messiah 1995]. Aux très basses énergies $kb \ll 1$, toutes ces sections efficaces partielles tendent vers zéro excepté celle pour $l = 0$ qui tend vers une constante : on parle alors de collisions en onde S. On pose alors par définition que la longueur de diffusion a vaut :

$$a = - \lim_{k \rightarrow 0} f_0 \quad (2.5)$$

La partie de l'onde qui est diffusée dans (2.3) ne dépend plus de la direction Ω et a maintenant la forme d'une onde sphérique : la collision est devenue isotrope.

En comparant cette longueur de diffusion au libre parcours moyen donné par la densité de nos nuages froids, on peut montrer en fait que les densités considérées sont assez faibles ($a \ll n^{1/3}$) pour pouvoir écrire le potentiel $V(\mathbf{r})$ comme un pseudo-potentiel [Castin 2001] :

$$V(\mathbf{r}) = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \delta(\mathbf{r}) = g\delta(\mathbf{r}) \quad (2.6)$$

Collisions entre deux condensats En prenant en compte le potentiel (2.6) comme potentiel d'interaction entre atomes, le hamiltonien (2.1) s'écrit :

$$H = - \int \Psi^\dagger(\mathbf{r}) \frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} \Psi(\mathbf{r}) d\mathbf{r} + \frac{g}{2} \int \Psi^\dagger(\mathbf{r}) \Psi^\dagger(\mathbf{r}) \Psi(\mathbf{r}) \Psi(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (2.7)$$

L'équation de Heisenberg obtenu à partir d'un tel hamiltonien reste de manière générale insoluble à cause du terme collisionnel non-linéaire. Nous pouvons néanmoins approximer l'opérateur champ Ψ en le décomposant en deux parties ψ et $\hat{\delta}$ qui décrivent respectivement la fonction d'onde du condensat et les modes de diffusions peuplés par les atomes qui ont subi une collision. Cette approximation de Bogoliubov sera validée dans la suite de cette étude par le fait que peu d'atomes sont diffusés et que l'on peut donc se placer dans l'approximation d'une pompe faiblement déplétée. La fonction d'onde du condensat ψ sera donc traitée de façon classique en négligeant ces fluctuations. Puisque le système étudié est par ailleurs la collision entre deux condensats, nous allons écrire cette fonction d'onde comme :

$$\psi(\mathbf{r}) = \psi_{\mathbf{Q}}(\mathbf{r}) + \psi_{-\mathbf{Q}}(\mathbf{r}) \quad (2.8)$$

où $\pm\mathbf{Q}$ est l'impulsion donnée aux condensats pour les faire entrer en collision. Dans une première approche, ces condensats seront également considérés ici comme des ondes planes. Ce cas, même s'il est le plus simple possible, va quand même nous donner la bonne intuition. Nous écrivons alors les fonctions d'onde comme :

$$\psi_{\pm\mathbf{Q}}(\mathbf{r}) = \sqrt{n_{\pm\mathbf{Q}}} e^{\mp i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r}} e^{-i\hbar \frac{\mathbf{Q}^2}{2m} t} \quad (2.9)$$

avec $n_{\pm\mathbf{Q}} = n$ la densité de chaque condensat que l'on suppose être la même.

D'un autre côté, l'opérateur $\hat{\delta}$ qui décrit les atomes diffusés lors de la collision doit être

traité de manière quantique à cause des grandes fluctuations que les modes de diffusions peuvent présenter. En considérant chaque atome comme une onde plane se propagent dans une direction quelconque notée \mathbf{q} , nous allons le décomposer sur leur base :

$$\hat{\delta} = L^{-3/2} \sum_{\mathbf{q}} e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} a_{\mathbf{q}}(t) \quad (2.10)$$

où $a_{\mathbf{q}}(t)$ est l'opérateur d'annihilation d'un atome diffusé dans le mode \mathbf{q} et L la taille de la boîte dans laquelle les atomes se propagent.

Une fois définis ces deux termes, il ne reste plus finalement qu'à remplacer $\Psi = \psi + \hat{\delta}$ dans le hamiltonien général (2.7). De nombreux termes après développement sont négligés car ils ne vérifient pas les conservations d'énergie et de quantité de mouvement. C'est par exemple le cas de $g\psi_Q^2\hat{\delta}$ qui diffusent une paire à partir de deux atomes du même condensat. On obtient finalement le hamiltonien suivant :

$$H = \sum_{\mathbf{q}} \frac{\hbar^2 q^2}{2m} a_{\mathbf{q}}^\dagger a_{\mathbf{q}} + \frac{gn}{2} e^{-ih\frac{Q^2}{m}t} a_{\mathbf{q}}^\dagger a_{-\mathbf{q}}^\dagger + h.c. \quad (2.11)$$

qui est similaire à celui de la génération paramétrique en optique photonique quantique où on a la création deux particules corrélées au travers du terme $a_{\mathbf{q}}^\dagger a_{-\mathbf{q}}^\dagger$ [Sargent III 1985]. Le condensat est considéré comme un objet classique que l'on ne déplete pas et sa présence est marquée par la densité n dans le préfacteur $gn/2$ qui joue le rôle équivalent au $\chi^{(2)}$ en optique non linéaire. A partir de cette analogie, il est normal d'espérer mettre en évidence des réductions de fluctuations voire même, à plus long terme, des mesures d'intrication en violant des violations d'inégalités de Bell comme cela a été fait avec les photons. Ceci confirme ainsi nos motivations pour générer des collisions entre condensats.

Nombre des atomes diffusés Quelques informations sur les atomes diffusés peuvent être estimées à l'aide d'un modèle sommaire et classique. Pour des énergies mises en jeu toujours très faibles, les collisions binaires entre les atomes des deux condensats ressemblent donc tout à fait à des collisions classiques entre deux objets ponctuels. On va donc considérer, à présent, un modèle dans lequel les sources sont des nuages de particules classiques de vitesse moyenne $\mathbf{v}_1 = -\frac{\Delta\mathbf{v}}{2}$ et $\mathbf{v}_2 = \frac{\Delta\mathbf{v}}{2}$ dans le référentiel du centre de masse. Ces deux nuages ont un profil de Thomas-Fermi dont la densité spatiale peut s'exprimer par :

$$n_i(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu}{g\lambda_{\parallel}(t)\lambda_{\perp}^2(t)} \left(1 - \left(\frac{1}{R_{\parallel}^2 \lambda_{\parallel}^2(t)} (x + v_i t \cos \Phi)^2 + \frac{1}{R_{\perp}^2 \lambda_{\perp}^2(t)} \left((y + v_i t \sin \Phi)^2 + z^2 \right) \right) \right) \quad (2.12)$$

où μ est le potentiel chimique. Les tailles des condensats sont données selon chaque axe ($i = \parallel, \perp$) par le rayon de Thomas-Fermi :

$$R_i = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_i^2}} \quad (2.13)$$

La distribution spatiale du condensat (2.12) tient compte de l'impulsion que l'on a donnée aux nuages et de leur expansion au travers des paramètres d'échelle $\lambda_{\perp}(t)$ et $\lambda_{\parallel}(t)$ [Castin 1996]. Les condensats se déplacent suivant un axe dont la direction est donnée par l'angle Φ . Par ailleurs, on néglige les collisions multiples ou successives et on fait l'approximation que la déplétion des nuages reste faible. Cette supposition sera validée expérimentalement par le fait que l'on estime détecter en moyenne une centaine d'atomes diffusés pour plusieurs milliers d'atomes dans les condensats (que l'on détecte partiellement à cause de la saturation des galettes à micro-canaux). Ainsi, le nombre de particules diffusés après un temps τ peut se calculer à l'aide de l'expression suivante [Ziń 2006] :

$$\mathcal{N}(\tau, \Phi) = 2 \int_0^{\tau} dt \int d^3\mathbf{r} \Delta v \sigma n_1(\mathbf{r}, t) n_2(\mathbf{r}, t) \quad (2.14)$$

Le facteur 2 devant l'intégrale tient compte du fait que deux atomes sont diffusés par collision. L'efficacité d'un tel processus est régie par un coefficient qui n'est autre que la section efficace de collision (formule (2.4)) qui vaut pour des bosons dans le même état $\sigma = 8\pi a^2$. Pour rendre compte des résultats expérimentaux, la valeur de la longueur de diffusion a sera celle prise pour une collision entre deux atomes d'hélium dans l'état quantique $2^3S_1, m = 0$: $a_{0-0} = 5.3$ nm. L'équation (2.14) nous apprend que le processus est de moins en moins efficace à mesure que la collision se déroule. Ceci s'explique par le fait que le nombre d'atomes diffusés varie comme le produit des densités qui s'effondre avec l'expansion des condensats et leur séparation comme l'indique la formule (2.12). Ces deux événements ont d'ailleurs des temps caractéristiques très différents ce qui va conduire à deux régimes distincts.

Lorsqu'il n'est plus soumis à un potentiel piégeant, un nuage condensé sans vitesse initiale s'étend principalement à cause de l'énergie d'interaction entre atomes [Castin 1996, Kagan 1997]. Le temps d'expansion dépend alors très fortement des caractéristiques du piège : plus important est le confinement, plus grand est le terme d'énergie d'interaction et, par conséquent, plus rapide est l'expansion une fois le nuage relâché. Dans notre cas, la fréquence axiale ω_{\parallel} est assez faible pour ne pas considérer l'expansion suivant cet axe durant la collision. Par contre, le confinement transverse ω_{\perp} est assez important pour que le condensat s'élargisse d'un facteur $\sqrt{2}$ en

$$t_{\perp}^{exp} = \frac{1}{\omega_{\perp}} = 140 \mu\text{s} \quad (2.15)$$

Par ailleurs, on peut estimer le temps qu'il faut pour que les deux condensats se séparent (en supposant cette fois-ci qu'il ne s'étendent pas). Les dimensions du condensat dans le piège, données dans la formule (2.13), valent $R_{\parallel} \simeq 5 \mu\text{m}$ et $R_{\perp} \simeq 110 \mu\text{m}$ dans le cas de notre piège magnétique (avec les valeurs expérimentales que l'on donne au paragraphe 2.2.2). Nous verrons aussi que la vitesse relative vaut $\Delta v = 14.7$ cm/s. On en conclut que si on fait collisionner nos deux condensats suivant leur axe long, le temps de séparation est de l'ordre de

$$t_{\parallel}^{sep} = \frac{2R_{\parallel}}{\Delta v} \simeq 2 \text{ ms} \quad (2.16)$$

Par contre, une séparation suivant l'axe court se fait beaucoup plus rapidement :

$$t_{\perp}^{sep} = \frac{2R_{\perp}}{\Delta v} \simeq 70 \mu\text{s} \quad (2.17)$$

D'après ces valeurs, le mécanisme limitant la génération de paires corrélées n'est pas le même suivant la géométrie de la collision. Pour une séparation suivant l'axe long, les nuages restent très longtemps superposés mais le taux de collisions s'effondre avec leur densité. C'est donc l'expansion des condensats qui arrête le processus. Dans le cas opposé où la séparation a lieu selon l'axe court, les nuages sont si fins qu'ils ont le temps d'être séparés complètement avant que l'expansion ait un effet.

A partir de ces estimations, on peut voir par ailleurs, que le temps de collision est plus court lorsque les condensats collisionnent suivant l'axe court. Cela signifie que le nombre d'atomes diffusés (pour des paramètres initiaux identiques) sera plus faible dans cette configuration. Elles nous permettent également de négliger suivant les cas soit l'expansion du nuage, soit la séparation et on peut donc, dans ces deux cas limites, calculer analytiquement le nombre de d'atomes diffusés à partir de la formule (2.14). Néanmoins, les accès optiques sur notre expérience nous empêchent d'être complètement sur les axes propres du condensat. Pour estimer le nombre d'atomes qui ont subi une collision, seul un calcul numérique peut être réalisé. Pour chaque angle de collision Φ ($\Phi = 0^\circ$ signifie une collision selon l'axe long), nous calculons l'intégrale (2.14) pour un condensat initial de $N = 10^5$ atomes (c'est-à-dire $N/2$ dans chaque condensat). Les résultats sont reportés sur la figure 2.5 où on a pris en compte une détectivité de 12% et considéré que l'on détectait que 60% du volume du halo. Ces restrictions sont celles que l'on a expérimentalement (paragraphe 2.2.3 et 2.4.7).

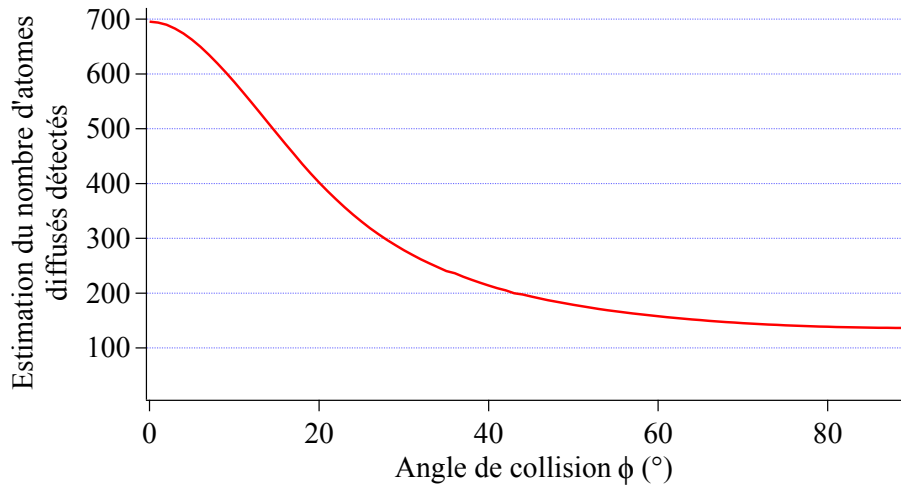


Figure 2.5 Nombre d'atomes diffusés en fonction de l'angle de collision. Une collision entre deux condensats anisotropes diffusera plus d'atomes si elle a lieu selon leur axe long. Elle n'est limitée alors que par l'expansion des nuages. Dans le cas d'une collision suivant l'axe court, c'est la séparation physique des nuages condensés qui stoppera la collision. La largeur de cette courbe dépend des caractéristiques des condensats qui sont données par la formule (2.12).

La géométrie de collision sur l'axe long des premières expériences [Perrin 2007a] a été motivée par un nombre plus important d'atomes diffusés permettant d'améliorer le rapport signal-sur-bruit. Nous reprendrons une géométrie similaire au paragraphe 2.4. Cependant, nous allons dans un premier temps faire collisionner nos condensats sur un

de leurs axes courts pour briser la symétrie de révolution et étudier le halo dans ce plan contenant l'anisotropie des condensats. Nous verrons également que le nombre d'atomes détectés dans le halo de collision est d'environ 150 atomes, ce qui est étonnement très proche du nombre calculé pour notre angle de collision d'environ $\Phi = 90^\circ$.

2.2.2 Génération expérimentale : collisions entre deux condensats

La séquence expérimentale pour générer un condensat de Bose-Einstein d'hélium métastable comporte une série d'étapes décrites en détail dans l'annexe A. Au bout de cette séquence qui dure une trentaine de seconde, on obtient un BEC d'environ $N = 10^5$ atomes dans un piège magnétique anisotrope qui garantit que les atomes sont dans l'état atomique $2^3S_1, m = 1$. Les fréquences de piégeage radiale $\omega_\perp/2\pi = 1150$ Hz et axiale $\omega_\parallel/2\pi = 47$ Hz permettent de calculer le potentiel chimique qui est de

$$\mu = \frac{\hbar\bar{\omega}}{2} \left(15Na_{1-1} \sqrt{\frac{m\bar{\omega}}{\hbar}} \right)^{2/5} \simeq 5.7 \text{ kHz} \quad (2.18)$$

où $a_{1-1} = 7.512$ nm est la longueur de diffusion entre deux atomes dans $m = 1$ et $\bar{\omega} = (\omega_\perp^2 \omega_\parallel)^{1/3}$. Ce potentiel chimique fixe en quelques sortes la limite à atteindre pour générer des collisions atomiques binaires au travers de la vitesse du son définie par $c_s = \sqrt{\frac{\mu}{m}} = 2.4$ cm/s. Si la vitesse relative Δv entre les deux condensats est inférieure à cette vitesse particulière, nous ne créons que des phonons et les condensats glissent l'un sur l'autre sans diffuser d'atomes comme nous l'aimerions. Par contre, si Δv est supérieure à c_s , les excitations de basses énergies prennent alors la forme de particules libres. Il y a donc une nécessité à donner une vitesse suffisamment importante à l'un des deux condensats.

La tâche à accomplir est double : il faut dans un premier temps extraire un maximum d'atomes hors du piège magnétique puis mettre en mouvement la moitié des atomes du condensat extrait. Le laps de temps entre ces deux étapes doit être aussi court que possible car le nombre de particules diffusés lors de la collision dépend de façon cruciale de la densité des condensats sources (voir paragraphe 2.2.1). Notre choix s'est porté vers un transfert optique pour son efficacité et sa malléabilité déjà mises en valeur lors l'extraction d'un condensat hors d'un piège magnétique [Hagley 1999]. L'utilisation de deux faisceaux (au minimum pour chaque étape) est nécessaire pour coupler deux niveaux stables et permet par ailleurs un contrôle cohérent des manipulations effectuées. La direction et la polarisation de ces faisceaux est réglée suivant la géométrie de collisions voulue : nos choix, à ce propos, sont détaillés par la suite.

Diffusions stimulées

Les transitions décrites par la suite correspondent à un processus de diffusion par un atome au cours duquel un photon disparaît tandis qu'un autre apparaît^c. Une étude détaillée est présentée dans [Cohen-Tannoudji 2000]. Pour décrire ce concept, il nous faut expliciter l'interaction entre un atome et le champ électromagnétique $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ des faisceaux

c. Ces photons ne sont pas nécessairement dans le même mode.

laser. Cette interaction sera vue dans un autre formalisme au chapitre 3 où on prendra en compte également son caractère conservatif pour piéger des atomes aux extrema du champ lumineux. Pour l'instant, nous nous intéressons seulement aux oscillations des populations atomiques à la fréquence de Rabi

$$\Omega_i = \frac{1}{2\hbar} \langle e | \mathbf{d} \cdot \mathbf{E} | g_i \rangle \quad (2.19)$$

Le hamiltonien que l'on va donc considérer s'écrit de la manière suivante :

$$H_L = \hbar\Omega_1 e^{-i\omega_1 t} |e\rangle \langle g_1| + \hbar\Omega_2 e^{-i\omega_2 t} |e\rangle \langle g_2| + h.c. \quad (2.20)$$

et couple les états $|g_i\rangle$ et $|e\rangle$. Les états dénotés $|g_i\rangle$ correspondent aux sous-niveaux Zeeman du triplet métastable 2^3S_1 de l'atome d'hélium. L'écart Δ_m entre ces niveaux est donné par le champ magnétique au fond du piège (biais magnétique) et vaut environ 1 MHz. L'état $|e\rangle$ est un niveau excité qui sert d'intermédiaire à la transition.

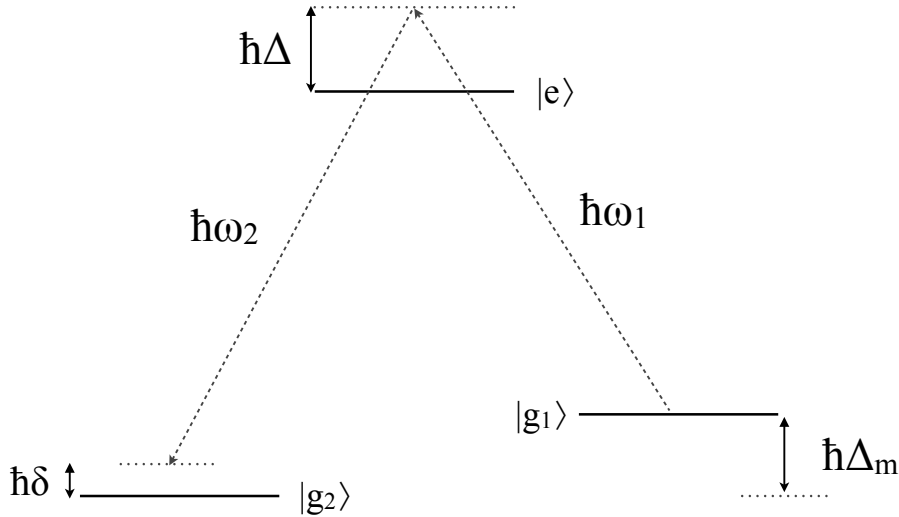


Figure 2.6 Schéma d'une diffusion d'un photon. On parle parfois de transition à deux photons puisqu'un photon d'énergie $\hbar\omega_1$ est transformé en un photon d'énergie $\hbar\omega_2$. Si l'état atomique d'arrivée est le même que celui de départ, on parle de diffusion élastique, sinon de diffusion Raman. Les directions des photons ne sont pas non plus nécessairement les mêmes ce qui permet de transférer une quantité de mouvement $\hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)/m$ à l'atome. Un niveau virtuel désaccordé de Δ sert d'intermédiaire. La transition est résonante lorsque ω_1 et ω_2 sont telles que δ rend compte du désaccord Doppler.

Le choix du sous-niveau utilisé expérimentalement est limité à l'un de ceux qui compose le niveau 2^3P . Celui-ci se décompose en 3 sous-niveaux fins caractérisés par leur moment cinétique total $J = 0, 1$ ou 2 . Tous ces niveaux peuvent, *a priori*, jouer le rôle de l'état intermédiaire $|e\rangle$ et nous permettre de réaliser les diffusions qui nous intéresseront par la suite. Cependant, le niveau 2^3P_2 semble être le moins bon candidat car une transition couplant le niveau $m = 1$ à $m = 0$ couplera tout aussi efficacement $m = 0$ à $m = -1$. Par ailleurs, l'observation de superradiance Raman, décrite de manière détaillée

dans [Perrin 2007a], élimine le niveau 2^3P_1 de la liste des candidats. Il nous reste alors que le 2^3P_0 . Ce dernier est distant des autres niveaux de 30 GHz ce qui limite des effets de superradiance dus aux autres niveaux.

Pour éviter l'émission spontanée, les champs laser sont désaccordés par rapport aux transitions $|g_i\rangle - |e\rangle$. On peut alors montrer [Moler 1992] que si le désaccord Δ est grand devant les pulsations de Rabi $\Omega_{1,2}$ et le désaccord Doppler δ , le niveau $|e\rangle$ restera très faiblement peuplé et les populations de $|g_1\rangle$ et $|g_2\rangle$ oscilleront à la pulsation de Rabi de deux photons :

$$\Omega_{12} = 2 \frac{|\Omega_1||\Omega_2|}{\Delta} \quad (2.21)$$

Les faisceaux laser utilisés proviennent d'une diode laser DBR à $\lambda = 1083$ nm asservie sur le bleu de la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_0$ à 400 MHz et amplifiée par un amplificateur à fibre optique. La sortie de l'amplificateur est divisée en deux faisceaux qui passent chacun à travers un modulateur acousto-optique (AOM). Ceci permet un contrôle précis de la fréquence relative, de l'intensité et de la superposition temporelle des différents bras. La polarisation pour chaque faisceau est, par contre, fixée par des prismes polariseurs situés juste avant la chambre de science. L'utilisation d'un modulateur électro-optique (EOM) offre la possibilité de basculer la polarisation d'un faisceau en quelques centaines de nanosecondes ce qui, couplé à un cube polariseur, donne les moyens de changer un chemin optique et de réaliser une autre transition.

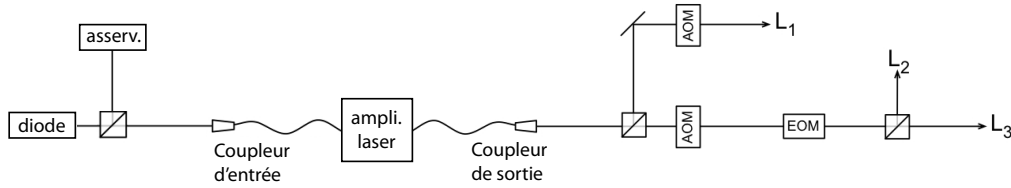


Figure 2.7 Vue Schématique des optiques qui constituent le banc "Raman". Une partie du faisceau laser est utilisée en amont pour asservir la longueur d'onde à l'aide d'un montage d'absorption saturée (le faisceau passe d'abord deux fois dans un modulateur acousto-optique à 200 MHz). Après l'amplificateur qui fournit jusqu'à 1 W, le faisceau est divisé en deux. Chaque bras passe encore deux fois dans un AOM qui nous permet un réglage fin de la forme des impulsions, de leur superposition temporelle, de la fréquence et la puissance relatives entre les bras.

La figure 2.7 est une vue schématique de cette partie du montage expérimentale. Les trois faisceaux laser que nous allons utiliser sont notés L_i et correspondent aux faisceaux de la figure 2.9 avec les mêmes notations. Ils vont nous permettre de réaliser les deux opérations précédemment mentionnées : l'extraction d'un condensat hors du piège et l'initiation de la collision.

Extraction d'un condensat hors du piège

Le piège magnétique dans lequel nous atteignons la condensation de Bose-Einstein garantit la polarisation des atomes dans l'état $2^3S_1, m = 1$. Les galettes à micro-canaux se trouvant 47 cm sous le centre du piège, le moindre champ magnétique inhomogène

déformera et poussera aisément un nuage polarisé hors du détecteur. La seule façon d'observer alors un nuage froid non déformé est donc de le transférer dans l'état $2^3S_1, m = 0$ qui est complètement insensible au champ magnétique (l'effet Zeeman quadratique est également nul). Ce transfert peut être réalisé à l'aide d'une diffusion Raman stimulée, schématisée par la figure 2.8 (a), qui couple le niveau polarisé au niveau insensible. Ce processus étant un processus cohérent, nous pouvons observer les populations des deux états osciller à la pulsation de Rabi à deux photons donnée par la formule (2.21). Dans le cas où le temps d'interaction vaut $\tau = (2n + 1) \frac{\pi}{\Omega_{12}}$, $n \in \mathbb{N}$, on réalise un pulse π ce qui correspond à un transfert de population maximal.

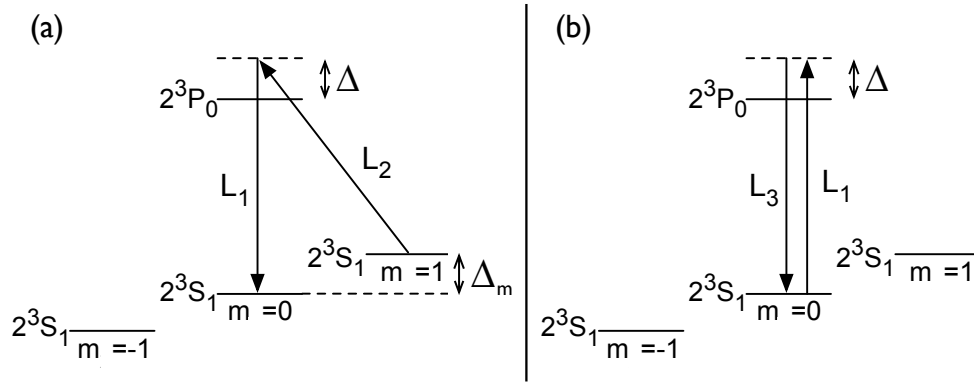


Figure 2.8 Schéma des niveaux et des transitions utilisées. (a) Les atomes sont initialement piégés dans $m = 1$. 90% d'entre eux sont transférés dans l'état $m = 0$ à l'aide des lasers L_2 et L_1 . (b) Une moitié des atomes diffusent un photon de L_1 selon L_3 et gagne de la vitesse grâce à cela. Les collisions ont lieu entre ces atomes et ceux qui ont seulement été transférés dans $m = 0$.

Expérimentalement, les faisceaux laser L_1 et L_2 sont utilisés pour extraire le condensat du piège. Les atomes absorbent d'abord L_2 dont la polarisation est linéaire et perpendiculaire au biais^d. La deuxième étape est la réémission stimulée d'un photon avec le faisceau laser L_1 , polarisé linéaire selon la direction du biais. Les polarisations sont assurées par des prismes de Glan dont le taux d'extinction est d'environ 1/200. Lors d'un cycle absorption/émission d'un photon, les atomes reçoivent une quantité de mouvement $\hbar k_{\text{rec}} (\mathbf{e}_2 - \mathbf{e}_1)$ où \mathbf{e}_i désigne un vecteur unitaire dirigé dans la direction de propagation du faisceau laser i et $k_{\text{rec}} = 2\pi/\lambda$ l'impulsion d'un photon. La variation de vitesse d'un atome d'hélium qui a absorbé un photon d'impulsion $\hbar k_{\text{rec}}$ est notée $v_{\text{rec}} = \hbar k_{\text{rec}}/m$ et vaut 9.4 cm/s. On fera très (trop) souvent la confusion entre ces deux quantités. Profitons en pour définir les angles que font ces vecteurs avec les axes du référentiel de l'expérience : θ sera l'angle entre \mathbf{e}_1 et l'axe y , ϕ sera celui entre \mathbf{e}_2 et l'axe z (Fig. 2.9). Compte tenu du fait que L_2 contient les polarisations σ^+ et σ^- , sa puissance doit être deux fois plus importante, 53 mW, que celle du faisceau L_1 , 27 mW. Les tailles des faisceaux sont égales et de l'ordre de 2 mm. La durée de ce pulse π est de 4 μs ce qui nous donne $\Omega_{12}/2\pi = 250$ kHz. Cette impulsion laser permet d'extraire 90% des atomes hors du piège.

d. L'axe du biais est principalement selon x , des mesures de diffusions de photons sur un condensat ont montré en fait qu'il existe de petites composantes suivant les autres directions.

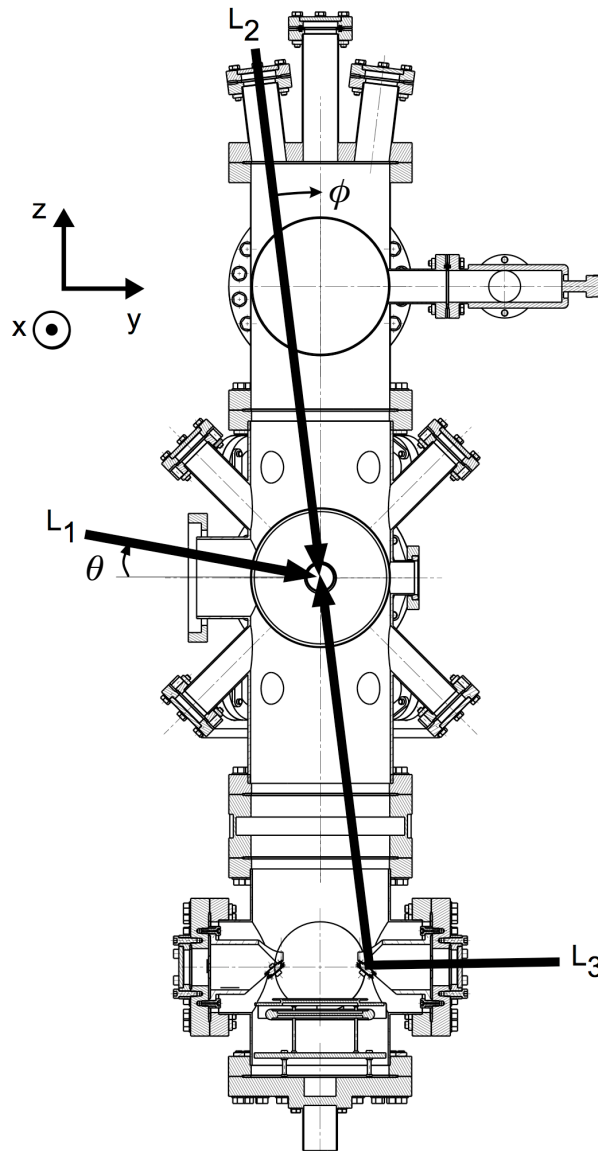


Figure 2.9 Dessin de l'enceinte à vide avec le trajets des trois faisceaux. Ils sont tous les trois contenus dans le plan yOz et se croisent sur les atomes. L_1 rentre par le hublot "Zeeman" avec un angle noté $\theta = 8^\circ$, sa polarisation est selon l'axe x (et selon le biais magnétique). L_2 et L_3 sont superposés et forment un angle $\phi = 7^\circ$ avec l'axe z vertical. Ils sont réfléchis par un miroir sous vide positionné juste au dessus du détecteur. La polarisation de L_3 est également selon x tandis que celle de L_2 lui est perpendiculaire.

Division du condensat

Le condensat n'étant plus piégé, il s'étend à cause des interactions répulsives entre atomes. Le processus de collision dépend très fortement de la densité comme nous l'avons vu au paragraphe 2.2.1. Le rayon de Thomas-Fermi transverse donné par la formule (2.13) augmente d'un facteur $\sqrt{2}$ en 140 μs . Il faut donc initier la collision très rapidement après l'extraction du condensat. Pour faire cela, il est nécessaire de mettre une partie du nuage en mouvement par rapport à l'autre. On peut donc encore utiliser un processus de diffusion pour transférer une quantité de mouvement. Le point important est maintenant de ne pas adresser tous les atomes mais seulement la moitié pour faire collisionner le plus d'atomes possible (§ 2.2.1). Ceci est réalisé en effectuant une impulsion dite $\pi/2$.

Le phénomène utilisé ici est appelé diffusion élastique puisque l'état atomique reste inchangé (Fig 2.8 (b)). L'inconvénient de cette opération pourrait résider dans le fait qu'un atome diffuse plus d'un seul photon : le niveau de départ étant le même que celui d'arrivée. Ceci n'est pas tout à fait vrai à cause du désaccord Doppler qui rend les transitions suivantes moins résonantes [Krachmalnicoff 2009]. En pratique, nous avons cependant vu l'apparition de nuages créés par des diffusions de plusieurs photons (Fig. 2.10). Chaque diffusion possible génère en fait un condensat qui collisionnera avec les autres. Conceptuellement, tous les halos de collisions ainsi générés sont indépendants et peuvent être superposés pour être analysés^e. En pratique, il est beaucoup plus efficace et simple de s'arranger à ce que les diffusions multiples soient minimisées et d'étudier un unique halo de collision.

Les faisceaux L_1 et L_3 , tous deux polarisés linéairement selon le biais magnétique, sont utilisés pour cette partie. Cette diffusion est effectuée 1 μs après le transfert Raman que l'on vient de présenter. Durant ce laps de temps, nous changeons la tension appliquée sur le cristal du modulateur électro-optique pour que le faisceau L_2 devienne L_3 . Nous adaptions, par ailleurs, les puissances entre les deux nouveaux bras en les équilibrant (la puissance des faisceaux devient de 27 mW pour L_1 et de 23 mW pour L_3). Comme le transfert n'est pas parfaitement efficace, il reste des atomes dans le piège magnétique. La deuxième impulsion, comme la première, poussera les atomes vers le bas, dans la direction $\hbar k_{\text{rec}}(\mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_3)$, afin d'éviter d'éventuelles collisions parasites avec les 10% d'atomes restés piégés. On force par conséquent la moitié des atomes à absorber un photon du faisceau L_1 et à en réémettre un autre dans la direction de L_3 . Cependant, si la fréquence relative entre L_1 et L_3 est nulle, diffuser un photon venant de L_3 selon L_1 a la même probabilité d'arriver. L'astuce pour n'avoir que deux condensats qui collisionnent (et non pas trois) est alors de régler les désaccords de L_1 et L_3 en prenant en compte l'effet Doppler dû à la vitesse finale donnée par la diffusion élastique. On s'arrange donc pour que

$$\hbar\omega_{L_1} = \hbar\omega_{L_3} + \hbar\delta \quad (2.22)$$

ce qui favorise la diffusion voulue. La durée de cette impulsion est de 3 μs .

Après ces deux impulsions, les deux condensats se séparent l'un de l'autre avec une quantité de mouvement dirigée selon $\mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_2$ ($\mathbf{e}_2 = -\mathbf{e}_3$), perpendiculaire à l'axe long du

^e. Moyennant une certaine transformation car la taille de ces halos dépend de la vitesse relative entre les condensats qui collisionnent.

condensat, et de module :

$$2k_{\text{coll}} = \hbar k_{\text{rec}} |\mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_2| = \hbar k_{\text{rec}} \sqrt{(\cos \theta + \sin \phi)^2 + \cos^2 \phi} \simeq 1.6 \hbar k_{\text{rec}} \quad (2.23)$$

On remarque alors que la vitesse relative est environ huit fois supérieure à la vitesse du son dans le condensat $\sqrt{\mu/m}$ ce qui veut dire que nous sommes effectivement dans le régime où l'on pourra observer des collisions binaires. Les atomes qui ont subi alors une collision se répartissent alors sur un halo de rayon k_{coll} dont la position du centre est connu par les lois de la mécanique du point dans un champ de pesanteur avec une vitesse initiale de $(3\mathbf{e}_2 - \mathbf{e}_1) \frac{\hbar k_{\text{rec}}}{2}$.

2.2.3 Résultats préliminaires

Après un certain temps, les collisions cessent d'alimenter le halo de diffusion qui tombe sous l'effet de la gravité sur les galettes à micro-canaux pendant environ 300 ms. Ce long temps de chute permet de ne pas considérer les positions initiales $x_i \ll v_i t_{\text{TOF}}$ et d'avoir alors une mesure directe de la distribution des vitesses des paires créées. Le principe de fonctionnement de notre détecteur d'atomes uniques est décrit en annexe A.3. La reconstruction à trois dimensions nous donne accès à la position et au temps d'arrivée de chacun des atomes détectés et nous pouvons donc reconstituer une photographie de l'échantillon au moment où il s'écrase sur le détecteur.

Leur acquisition durent plusieurs dizaines de millisecondes au cours desquelles leur distribution spatiale continue d'évoluer. Il en résulte que la reconstruction brute est déformée : le haut du halo est dilaté par rapport au bas. Pour pallier à ce problème et simplifier la suite de l'analyse, on se place donc dans le référentiel du centre de masse et dans l'espace réciproque dans lesquels la distribution des vitesses n'évolue pas. Pour effectuer cette transformation, on va d'abord mesurer les angles des faisceaux laser à partir des positions d'arrivée des centres des condensats en considérant juste une évolution libre dans un champ de pesanteur. On détermine ainsi que l'angle θ pour L_1 et ϕ valent respectivement 8° et 7° (L_3 est supposé superposé à L_2). Ceci nous permet ensuite de calculer précisément le mouvement du centre de masse et enfin les vitesses de tous les atomes dans le référentiel barycentrique.

Une multitude de condensats

Bien que nous ayons soigné au mieux le réglage des différents paramètres, le besoin d'une statistique importante pour les mesures détaillées dans les prochaines sections fait ressortir des artefacts invisibles sur une seule réalisation. Les figures 2.10 (a) et (b) sont les coupes de la moyenne sur 646 réalisations du résultat obtenu après reconstruction dans l'espace des vitesses.

Le halo de collision étudié par la suite est le plus visible sur la figure 2.10. Il joint les deux condensats I et II qui l'ont créé. On peut voir cependant tout un habillage dû principalement à des composantes de polarisation parasites et à des mauvaises extinctions de L_2 ou L_3 . Par exemple, le nuage numéroté III a très certainement été généré, à partir du nuage I, par une diffusion élastique d'un photon de L_2 réémis dans L_3 (de même que V à partir de II dans l'autre sens). Un autre problème que l'on distingue sur cette figure

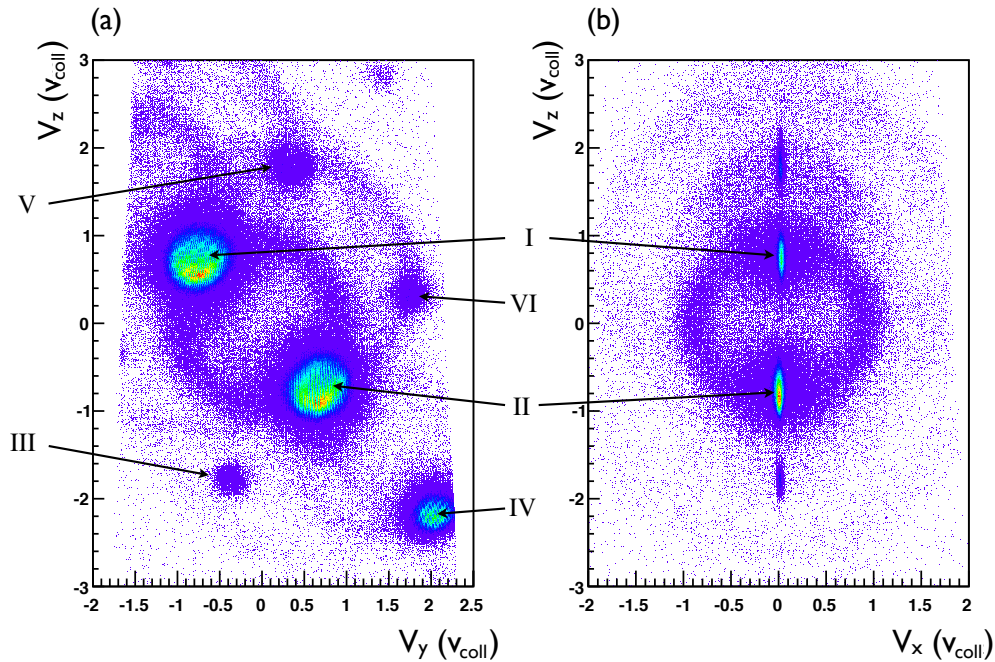


Figure 2.10 Reconstruction à trois dimensions des nuages après collision et temps de vol (moyenne sur 646 réalisations). La figure (a) est une coupe dans le plan contenant les faisceaux tandis que la figure (b) est celle dans le plan perpendiculaire contenant la verticale. Les deux plus gros pancakes (I et II) sont les condensats voulus qui ont collisionné. Le cercle intense les joignant est le halo de collisions. Des défauts (condensats et halos parasites) sont aussi visibles. On voit très nettement la saturation des galettes à micro-canaux lors de la détection des condensats qui est caractérisée par la banane en couleur chaude en "bas" des condensats. Les atomes en "haut" des condensats ne déclenchent pas d'avalanche d'électrons dans les micro-canaux car ces derniers n'ont pas eu le temps de se recharger.

est la diffusion de deux photons (c'est-à-dire une transition à quatre photons) qui crée le condensat IV. Tous ces condensats parasites ont eux aussi une vitesse relative par rapport aux condensats I et II plus grand que la vitesse du son, il est donc logique d'observer également d'autres halos de diffusions. Il faut enfin noter que l'origine du condensat VI n'est pas évidente. Deux options sont physiquement possibles : soit il a été créé à partir d'une diffusion élastique du condensat V à l'instar de I et II, soit il a été créé par un mélange à quatre ondes stimulé. Dans ce dernier cas, le condensat V se comporte alors comme un germe et aide à la génération de VI par stimulation bosonique [Vogels 2002, Deng 1999]. L'étude de ces deux derniers condensats pourrait se révéler intéressante car on se restreindrait à seulement deux modes diffusés mais leur densité nous limiterait sûrement à cause de nos capacités de détection à grands flux atomiques.

Il reste enfin un dernier point néfaste à mentionner qui est la présence de nuage thermique autour des condensats. La conséquence principale est qu'une grosse partie du halo est très certainement noyé dans ce nuage atomique et qu'il nous est impossible de dissocier, lors du traitement informatique, les atomes diffusés de ceux du nuage thermique. Notre solution sera alors d'ignorer tous les atomes susceptibles d'appartenir à ces nuages.

Analyse informatique

La suite de ce chapitre se focalisera essentiellement sur le halo de collision généré par les condensats I et II. Les données informatiques que l'on acquiert sont, après un pré-traitement, ordonnées dans une structure appelée un arbre qui peut s'apparenter à une liste de triplets. Ces triplets sont, dans notre cas, les coordonnées spatiales dans le plan des galettes x', y' et le temps d'arrivée t (que l'on peut relier à la troisième coordonnée spatiale z) de chaque atome détecté lorsqu'ils traversent le détecteur. Il nous est très facile de ne pas considérer informatiquement les atomes qui ne rempliraient pas les conditions imposées. Dans cette étude, nous supprimerons tous les atomes qui ne se trouvent pas dans une coquille centrée sur le centre de masse du système halo + condensats I et II. La largeur précise de cette coquille dépendra du phénomène étudié et des informations nécessaires à cette étude mais son ordre de grandeur sera toujours environ égale à la largeur de la fonction de corrélation du second ordre $g^{(2)}(\mathbf{v}, -\mathbf{v})$.

Nous allons par ailleurs ôter les deux condensats qui se situent aux pôles de ce halo ainsi que les nuages qui les entourent pour des raisons de signal-sur-bruit. En effet, la densité du halo étant très nettement inférieure à celle des condensats, prendre en compte ces derniers dans le traitement de données reviendrait à noyer les atomes diffusés. Nous avons donc, après ces deux découpages, un halo de collision proche de celui que l'on désirait créer avec le protocole vu à la section 2.2.2. La surface étudiée n'est malheureusement que de 60 % de la surface totale ce qui est sensiblement la même chose que pour les expériences précédemment réalisées dans notre équipe [Perrin 2007a]. Il est cependant cette fois-ci appréciable que nous n'avons pas eu besoin de supprimer des condensats parasites sur le halo. Il faut, en effet, garder à l'esprit un point très important qui reviendra au paragraphe 2.4.7 : retirer une zone du halo n'est pas un acte anodin. Si cela est fait de façon non symétrique, on dissocie plusieurs atomes de leur partenaire situés de l'autre côté du halo et on perd alors l'intérêt de la source.

Le repère intrinsèque du détecteur est donné par la gravité (axe z) et les axes des lignes à retards sur lesquelles se propagent les impulsions électroniques. Ces lignes à retards sont orientées approximativement à 45° par rapport aux axes de l'expérience définis par l'axe (noté x) du biais magnétique et par l'axe du ralentisseur Zeeman (noté y). Les axes des figures 2.10 et 2.11 sont justement parallèles à ceux du référentiel de l'expérience. L'analyse des données effectuée est cependant beaucoup plus aisée dans un repère où les centres des condensats sont alignés sur un axe (appelé par la suite axe Z). Tous les condensats (qu'ils soient désirés ou parasites) sont contenus dans un plan du fait que les trois faisceaux sont eux aussi dans un même plan. L'axe Y est défini comme étant l'axe perpendiculaire à Z contenu dans ce plan et l'axe X^f de façon à ce que le repère $OXYZ$ soit un repère orthogonal droit^g.

Il ne faut cependant pas oublier que certains phénomènes parasites peuvent quand même diffuser des atomes dans la coquille que l'on a mentionnée auparavant. Par exemple, malgré le désaccord d'environ $\Delta = 600$ MHz, un photon peut toujours être absorbé par un atome et être réémis spontanément. Le résultat de cet effet est la création d'une sphère d'émission spontanée dont le centre dépend de la position du condensat dans lequel était l'atome et de la direction du photon absorbé. Son rayon sera, *a priori*,

f. Compte tenu du fait que le faisceau L_1 devait avoir une polarisation parallèle au biais magnétique, l'axe X est le même que l'axe x .

g. On rappelle que l'origine est le centre de masse du système halo+condensats étudié.

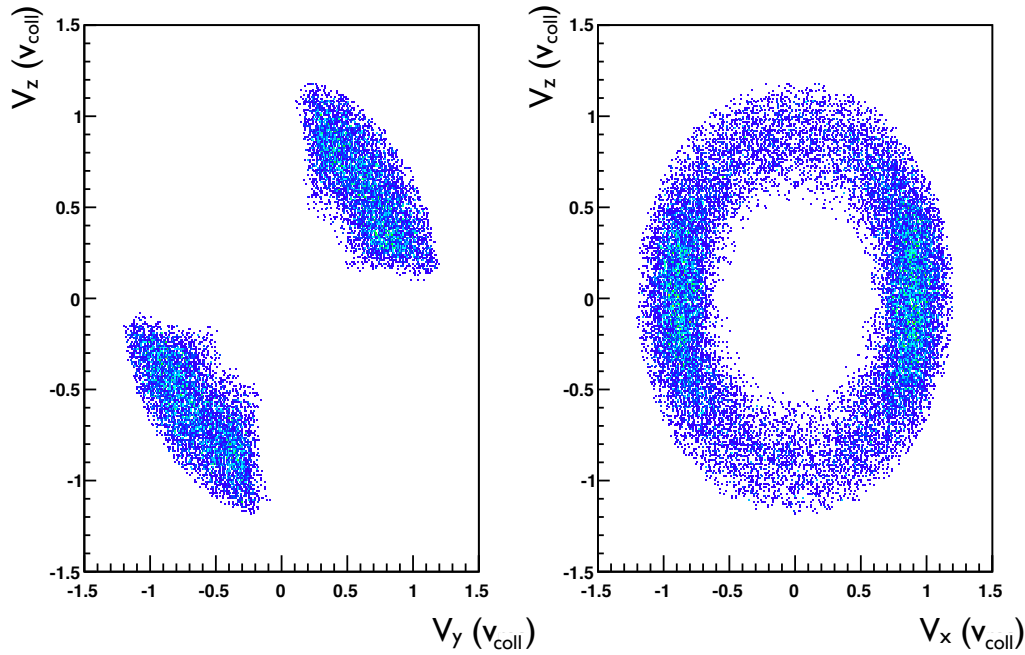


Figure 2.11 Reconstruction du halo de collision nettoyé. Les coupes sont les mêmes que pour la figure 2.10 et nous avons fait un zoom sur le halo étudié par la suite. Le volume étudié représente 60 % d'une coquille de même épaisseur qui vaut ici $0.4 v_{rec}$.

de $1 v_{rec}$. Un examen plus détaillé d'un tel phénomène physique est actuellement mené et ses résultats seront décrits dans le manuscrit de mes successeurs. Selon la géométrie des faisceaux, une telle sphère d'émission spontanée peut soit croiser le halo de collision, soit être complètement superposée à celui-ci. Le problème qui se pose alors est que dans la coquille conservée, il n'y a aucun moyen de distinguer des atomes qui ont subi une collision de ceux non voulus. Mais contrairement au cas des nuages thermiques, on a choisi de ne pas supprimer les atomes des zones affectées car la densité de la sphère d'émission spontanée est normalement assez faible pour ne pas trop diminuer le rapport signal-sur-bruit.

En fin de compte, nous avons été capables, après le déménagement, de refaire collisionner deux condensats de Bose-Einstein. Nous avons alors remesuré la fonction de corrélation du second ordre (comme vue au paragraphe 1.2.2) qui nous confirme que le halo est bien majoritairement constitué de paires atomiques. Lors du remontage, un de nos objectifs a été de modifier la géométrie de collision pour qu'elle soit réalisée cette fois-ci selon l'axe court Z du condensat pour pouvoir étudier les atomes diffusés aussi bien sur l'autre axe court Y que sur l'axe long X. Une partie de cette étude fait l'objet de la prochaine section. Notons au passage que la collision selon un axe court diffuse moins d'atomes (§ 2.2.1). Le fait que l'on ait finalement le même nombre d'atomes dans le halo qu'auparavant, $N_{coll} = 150$, prouve que l'on a aussi réussi à augmenter le nombre d'atomes initial en reconstruisant le montage expérimental.

2.3 Conditions d'accord de phase

Nous avons aperçu au paragraphe 1.1.2 les conditions d'accord de phase pour les photons générés à l'aide d'un cristal non-linéaire. Du fait qu'il n'y a pas de dépôt d'énergie des photons dans le milieu amplificateur, nous avons pu voir que les énergies et les impulsions des photons jumeaux étaient directement issues de celles des photons de pompes par conservation. Nous allons voir dans cette section que ce n'est pas tout à fait le cas avec des atomes.

2.3.1 Modèle simple

Si l'on reprend encore une fois notre modèle où les condensats sont des nuages de particules classiques ayant un mouvement l'un par l'autre avec une vitesse relative $\Delta v = 2 \cdot \hbar k_{\text{coll}} / m$, on peut très simplement écrire les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement pour une collision entre une particule du nuage I et une particule du nuage II dans le référentiel du centre de masse :

$$\begin{cases} \mathbf{p}_1(t_+) + \mathbf{p}_2(t_+) = \mathbf{0} \\ \frac{p_1(t_+)^2}{2m} + \frac{p_2(t_+)^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k_{\text{coll}}^2}{m} \end{cases} \quad (2.24)$$

Dans ce référentiel particulier, si deux particules de même masse collisionnent entre elles, elles auront des impulsions opposées après la collision. Dès lors, la conservation de l'énergie fixe la valeur des impulsions de sortie telle que :

$$|p_1(t_+)| = |p_2(t_+)| = \hbar k_{\text{coll}} \quad (2.25)$$

Néanmoins, aucune condition sur la direction des vitesses après la collision ne doit être vérifiée : la diffusion en onde S conserve la symétrie de révolution autour de l'axe défini par le vecteur vitesse relatif des deux particules. Ceci a pour conséquence que les atomes doivent être diffusés aléatoirement sur une sphère dont le rayon est défini par l'impulsion relative initiale entre les deux condensats (qui est donc liée à nos faisceaux laser) et le centre par le milieu du segment joignant les deux condensats.

Le système d'équation (2.24) est l'équivalent pour notre système physique des conditions d'accord de phase pour la création de photons jumeaux dans des expériences de conversion paramétrique ou de mélange à quatre ondes. La connaissance très précise des quantités de mouvement des atomes diffusés est essentielle dès lors que l'on veut adresser les paires créées pour réaliser un interféromètre ou pour violer des inégalités de Bell [Rarity 1990a]. Ceci est d'autant plus vrai que l'atome d'hélium est plus léger que la plupart des atomes usuels, rendant des déviations des trajectoires attendues beaucoup plus probables et l'adressage des atomes plus difficile. Nous allons donc, par la suite, vérifier ces conditions d'accord de phase et s'assurer que l'on connaisse assez bien notre système pour pouvoir l'utiliser comme source non-classique de paires atomiques.

De façon un peu plus approfondie, les nuages atomiques qui génère le halo sont issus d'un condensat de Bose-Einstein piégé par un champ magnétique qui a tout naturellement une distribution de vitesse dont la largeur n'est pas infiniment fine. Cette dispersion

en vitesse, donnée par la valeur du confinement, va être une origine de l'élargissement de la coquille sphérique sur laquelle les atomes sont diffusés. Un confinement important implique une dispersion en vitesse importante et par conséquent une largeur importante du halo après temps de vol. Compte tenu du fait que notre condensat a une anisotropie bien marquée, nous nous attendons à retrouver cette anisotropie sur le halo de collision.

2.3.2 Traitement préliminaire

Une fois les manipulations du paragraphe 2.2.3 faites, nos données informatiques contiennent uniquement la partie du halo de diffusion que nous souhaiterions étudier, reconstruit dans l'espace réciproque. Environ 1700 réalisations ont été par ailleurs superposées tout en s'assurant qu'il y a aucun déplacement du centre du halo. L'objectif sera de mesurer, à partir de ces données, plusieurs caractéristiques macroscopiques du halo de diffusion telles que son rayon, sa largeur et sa densité. La suite de cette étude se fera dans le plan équatorial XY qui contient l'anisotropie du condensat de Bose-Einstein initial (voir la figure 2.12 (a)) pour pouvoir sonder le rôle de la dispersion en vitesse du condensat sur le halo au moins d'un point de vue qualitatif.

Pour améliorer le rapport signal-sur-bruit, la densité de l'anneau que l'on obtient est moyennée sur une largeur $\Delta\theta_{sp} = 16^\circ$ autour de l'angle $\theta_{sp} = 0^\circ$ (Fig. 2.12 (a)), ce qui correspond à prendre en compte les atomes dont la composante v_z de la vitesse selon l'axe Z est comprise dans la plage $[-0.1v_{rec}, 0.1v_{rec}]$.

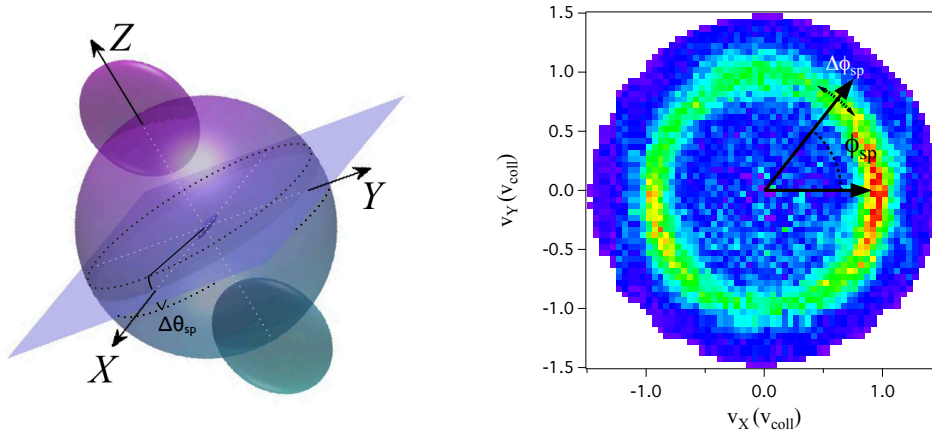


Figure 2.12 (a) Représentation du halo avec les condensats aux pôles. Les régions étudiées sont autour du plan équatorial que l'on a mis en évidence, dans une couronne de largeur angulaire $\Delta\theta_{sp}$. Le condensat initial est dessiné, à titre indicatif, au centre avec son axe long selon l'axe X. (b) Données expérimentales dans la couronne sélectionnée. L'anneau de rayon $v_r \simeq v_{coll}$ est la coupe du halo par le plan équatorial. L'angle ϕ_{sp} est repéré à partir de l'axe X. La largeur d'une section angulaire $\Delta\phi_{sp}$ est indiqué par l'arc en pointillés.

La figure 2.12 (b) représente la coupe du halo dans ce plan équatorial. L'axe long du condensat initial est selon l'axe horizontal X tandis que l'axe de collision est suivant l'axe perpendiculaire au plan de la figure (axe Z). Par la suite, on travaille avec les coordonnées polaires (v_r, ϕ_{sp}) dans un repère où l'origine est donnée par le centre du halo et l'angle $\phi_{sp} = 0^\circ$ par $v_x/v_{coll} = 1$ et $v_y/v_{coll} = 0$. On remarque, tout d'abord, que la structure

annulaire n'est pas homogène : deux zones brillantes apparaissent sur l'axe long du piège en $\phi_{sp} = 0^\circ$ et $\phi_{sp} = 180^\circ$. Ce point est une conséquence de l'anisotropie du condensat qui se répercute sur le halo de collision. Un deuxième point que l'on peut deviner sur cette figure est la présence d'un bruit de fond un peu plus intense à l'intérieur du halo. La raison de ce fond n'est pas entièrement comprise à l'heure actuelle.

Cet anneau est ensuite divisé en 18 sections angulaires caractérisées par l'angle azimutal $\phi_{sp} \in [(i - \frac{1}{2})\frac{\pi}{9}, (i + \frac{1}{2})\frac{\pi}{9}]$. Chacun de ces secteurs sont, à leur tour, moyennés sur leur épaisseur angulaire $\Delta\phi_{sp} = 20^\circ$ (voir figure 2.12 (b)) pour obtenir une projection à une dimension de la distribution d'impulsion $N_i(v_r)$ du halo de collision. L'allure typique de ces distributions est présentée par la figure 2.13.

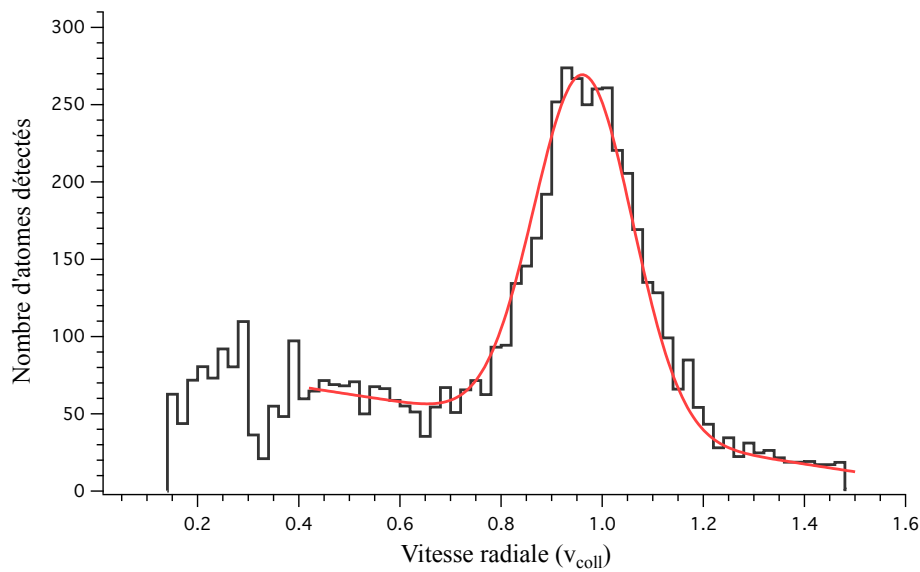


Figure 2.13 Profil de vitesses transverses du halo. Après moyennage de chaque section angulaire, nous obtenons 18 distributions de ce type représentant la section transverse du halo pour chaque angle central $i\frac{\pi}{9}$. L'ajustement, fait à l'aide de la fonction (2.26), prend en compte le bruit plus important à l'intérieur du halo visibles sur tous les profils.

Finalement, les 18 profils de vitesses des atomes diffusés font bien apparaître un fond surmonté d'un pic symbolisant la section transverse du halo. On s'attend à ce que les caractéristiques de ce dernier viennent confirmer les hypothèses énoncées au paragraphe 2.3.1 :

- la largeur de ces profils doit nous renseigner sur la largeur de la distribution en vitesse du condensat.
- l'amplitude décrit la densité moyenne pour chacun des secteurs.
- la position du maximum donne le rayon du halo et fournit une information sur les conditions d'accord de phase.

Nous aimerions faire remarquer, par ailleurs, que la fonction mathématique décrivant la distribution d'impulsion $N_i(X_i)$ n'a pas la même forme en coordonnées cartésiennes ou polaires. Les données brutes étant naturellement dans les coordonnées cartésiennes, nous

ne devons pas oublier de considérer le jacobien $r^2 \sin(\theta_{\text{sp}})$ lors des différentes intégrations sur θ_{sp} puis ϕ_{sp} pour pouvoir tracer $N_i(v_r)$ convenablement comme sur la figure 2.13. Pour obtenir les trois informations listées ci-dessus, nous pouvons essayer d'ajuster ces distributions par une gaussienne. Néanmoins, nous devons également tenir compte de la présence d'un fond non homogène qui autrement pose problème pour l'ajustement. Nous utiliserons alors la fonction (2.26) pour ajuster ces profils de vitesses :

$$\mathcal{D}_i(v_r) = A_i + B_i v_r + C_i \exp \frac{(v_r - D_i)^2}{2E_i^2} \quad (2.26)$$

qui tient compte du fond plus important à l'intérieur du halo. Les paramètres C_i , D_i et E_i sont respectivement l'amplitude (mesurée en m), le rayon de la sphère et la demi largeur à mi-hauteur (tous deux mesurés en unité de v_{coll}) pour un profil transverse i donné. On peut ainsi analyser les dépendances de ces trois paramètres en fonction de l'angle azimutal ϕ_{sp} . Nous allons cependant, dans cette partie, uniquement nous concentrer sur la position du maximum pour en faire ressortir les conditions d'accord de phase pour notre système atomique.

2.3.3 Résultats

On représente une nouvelle fois la coupe à deux dimensions tracée sur la figure 2.12 en y superposant maintenant un cercle de rayon $v_r/v_{\text{coll}} = 1$. Cette limite illustre les conservations de quantité de mouvement et d'énergie donnée par le système d'équations (2.24).

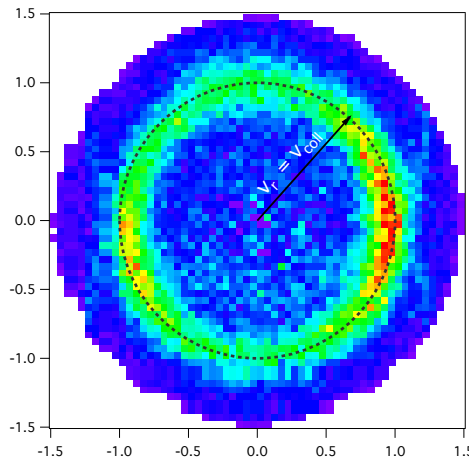


Figure 2.14 Coupe du halo de diffusion dans le plan équatorial. Le cercle en pointillés, de rayon $v_r/v_{\text{coll}} = 1$, symbolise les conditions attendues pour un système classique sans interactions, équations (2.24). Le halo est légèrement à l'intérieur de ce cercle pour les angles $\phi_{\text{sp}} = 0^\circ$ et 180° .

Ce cercle atteste que notre halo n'est pas sphérique mais a une forme légèrement elliptique. Les zones du halo pour lesquelles $\phi_{\text{sp}} \simeq 0^\circ$ et 180° semblent effectivement plus à l'intérieur du cercle en pointillés que les autres. Ainsi, contrairement à notre première

intuition, les quantités de mouvement et les énergies après la collision ne sont pas issus uniquement des grandeurs correspondantes que l'on avait avant le processus de création de paires. On aperçoit ici une première différence majeure avec des phénomènes analogues en optique photonique quantique qui sont relativement bien compris simplement en considérant les conservations d'énergies et de quantités de mouvement intuitives que l'on a présentées au paragraphe 2.3.1. A partir de ces dix-huit profils de vitesse transverse, on peut tracer le comportement du rayon de ce halo en fonction de l'angle azimutal ϕ_{sp} .

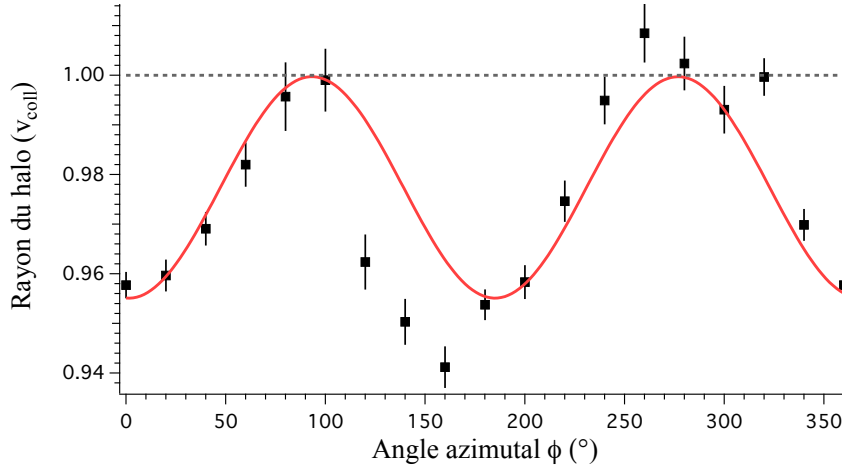


Figure 2.15 Rayon du halo en fonction de l'angle azimutal. Le centre de la gaussienne de l'ajustement (2.26) est reporté pour chaque section transverse. Nous observons un comportement sinusoidal confirmant l'impression donnée par la figure 2.14. La ligne grise en pointillés indique les conditions (2.24)

La figure 2.15 montre très nettement que le rayon n'est pas constant et dépend de l'angle azimutal. La courbe rouge est un ajustement sinusoidal et montre effectivement bien que les variations sont régulières (malgré le rapport d'aspect de 1/20 du condensat initial). Les positions des valeurs maximales coïncident avec son axe long tandis que celles des minimums sont sur l'axe court. On en conclut que les particules émises suivant l'axe Y ont approximativement l'énergie cinétique qu'elles avaient avant la collision ($v_{fin.} \simeq v_{coll}$). Par contre, celles diffusées selon l'axe long ont perdu de la vitesse par rapport à ce qu'elles avaient juste après de la diffusion élastique ($v_{fin.} \simeq 0.96 v_{coll}$).

Les points semblent bien s'ajuster avec la courbe rouge à l'exception de quelques points autour de l'angle $\phi_{sp} = 140^\circ$. Ces points en particulier sont calculés à partir de secteurs qui contiennent des atomes qui ont le même temps d'arrivée que le condensat noté II sur la figure 2.10. A cause du flux important lors de la détection du condensat, les positions de certains atomes de celui-ci sont mal mesurées. Ces atomes se retrouvent alors par erreur dans l'anneau que l'on étudie ce qui diminue la valeur du rayon du halo que l'on mesure dans cette région (voir paragraphe 3.3.1 pour plus de détails).

Cette dépendance angulaire du rayon pourrait seulement être une erreur de mesure causée par une méconnaissance de la taille des pixels. Ces derniers sont définis, pour notre détecteur, à partir de la longueur d'une ligne à retard et du pas de codage du convertisseur temps-numérique (généralement abrégé par TDC pour le terme anglais Time-to-Digital Converter). Une mauvaise calibration de leurs tailles se répercuterait sur

la taille du halo de collision et pourrait le rendre elliptique. Nous avons cependant mesuré très précisément ces tailles à l'aide d'une lampe UV (détails en annexe A.3.6) et nous nous sommes ainsi assurés que l'erreur causée par un tel effet n'était que de 1% de la valeur moyenne du rayon.

En définitive, le halo de collision a très clairement un aspect anisotrope : l'amplitude des variations présentées sur la figure 2.15 étant de plusieurs écarts types. Les conditions d'accord de phase dont on a parlé à la section 2.3.1 reposent sur des principes forts de la physique que sont la conservation de l'énergie et de l'impulsion. Elles sont d'ailleurs vérifiées sans trop de problème en optique photonique. Ici, leur apparente violation nous oblige à examiner ces résultats plus en détails.

2.3.4 Interprétation physique

La forme ellipsoïdique du halo légèrement plus petite que celle attendue rappelle la forme allongée du condensat. L'idée la plus immédiate est de penser que l'interaction entre les atomes toujours condensés et les paires diffusées tiendrait un rôle important. Dans les paragraphes suivants, nous allons tout d'abord faire quelques considérations sur les échanges énergétiques entre atomes diffusés et atomes condensés. Ceci va nous amener dans un premier temps à comprendre comment les conditions d'accord de phase du système (2.24) doivent être corrigées. Nous verrons ensuite qu'il faudra réinvoker une deuxième fois les interactions entre atomes sous la forme d'une étude dynamique pour comprendre les variations observées du rayon du halo de collision.

Conservation énergie

L'objectif de ce paragraphe est d'évaluer le bilan d'énergie lors d'une collision entre deux atomes en présence de N autres atomes appartenant au condensat qui se sépare en deux (Cette partie est une extension de la partie 2.2). Du point de vue microscopique, nous allons considérer des interactions de contact dont le potentiel a été déjà mentionné par la formule (2.6). Ce problème est cependant extrêmement difficile à résoudre exactement et nous allons donc considérer que les atomes n'interagissent pas directement avec chacun des N autres atomes mais avec un potentiel dit de champ moyen.

Le système est décrit par l'opérateur champ $\hat{\Psi}(\mathbf{r}) = \sum_{\alpha} \Psi_{\alpha}(\mathbf{r}) a_{\alpha}$ qui vérifie l'équation de Heisenberg avec le hamiltonien H à N particules (2.1) [Dalfovo 1999] :

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\Psi}(\mathbf{r})}{\partial t} = [\hat{\Psi}(\mathbf{r}), H] = \left[-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + g \int d\mathbf{r}' \hat{\Psi}^{\dagger}(\mathbf{r}') \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \Psi(\mathbf{r}') \right] \hat{\Psi}(\mathbf{r}) \quad (2.27)$$

Nous avons vu à la section 2.2.1 que le nombre d'atomes diffusés est de l'ordre au maximum de 10% du nombre d'atomes dans le condensat initial. Cette faible déplétion du condensat lors de la génération de paires d'atomes corrélés par mélange à quatre ondes permet de considérer ce processus comme perturbatif et d'écrire la fonction d'onde du système par :

$$\hat{\Psi}(\mathbf{r}, t) = \phi_0(\mathbf{r}, t) + \hat{\delta} \quad (2.28)$$

où $\phi_0(\mathbf{r}, t)$ représente le mode condensé. Compte tenu que ce mode est très fortement peuplé, on fera l'approximation standard qui consiste à considérer le condensat de Bose-

Einstein comme un champ classique, décrit par une fonction complexe $\phi_0(\mathbf{r}, t)$ telle que $|\phi_0(\mathbf{r}, t)|^2 = \rho_0(\mathbf{r}, t)$ est la densité du condensat. Le terme $\hat{\delta}$ est, quant à lui, l'opérateur quantique qui représente les excitations perturbatives que sont les paires atomiques diffusées. Ces excitations sont traitées comme des quasiparticules de Bogoliubov [Scully 1997] et le système étudié (condensats+halo de diffusion) vérifie alors le système d'équations suivant :

$$i\hbar \frac{\partial \phi_0}{\partial t} = -\frac{\hbar^2 \nabla^2 \phi_0}{2m} + g|\phi_0|^2 \phi_0 \quad (2.29a)$$

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\delta}}{\partial t} = \mathcal{H}_0 \hat{\delta} + g\phi_0^2 \hat{\delta}^\dagger \quad (2.29b)$$

où l'énergie propre des quasiparticules se met sous la forme $\mathcal{H}_0 = -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + 2g|\phi_0|^2$ tandis que le terme $g\phi_0^2 \hat{\delta}^\dagger$ désigne la génération d'une excitation : deux atomes du mode condensé sont diffusés (ϕ_0^2) pour créer une quasiparticule dans un certain mode ($\hat{\delta}^\dagger$).

La collision est décrite en spécifiant la forme de la fonction d'onde du mode condensé par :

$$\phi_0 = \phi_+ e^{ik_{\text{coll}}Z} + \phi_- e^{-ik_{\text{coll}}Z} \quad (2.30)$$

où $\phi_{\{+,-\}}$ représentent les deux condensats dont l'un a une vitesse positive et l'autre négative. Le terme de création de particules diffusés de l'équation (2.29b) va se décomposer en trois termes qui s'écrivent : $g\phi_\pm^2 e^{\pm 2ik_{\text{coll}}Z} \hat{\delta}^\dagger$ et $g\phi_+ \phi_- \hat{\delta}^\dagger$. Seul le dernier terme est pris en compte dans l'analyse car il décrit la collision entre un atome du condensat I et un du condensat II. Les deux autres termes représentent une excitation créée à partir de deux atomes d'un même condensat. Nous ne nous intéresserons pas à eux car les conservations d'énergie et de quantité de mouvement rendent très peu probable la diffusion d'atomes dans la coquille que l'on a délimitée. Ces excitations sont ce que l'on appelle la déplétion quantique et on s'attend à ce que leur vecteurs d'onde soient faibles : les atomes diffusés restent près du condensat auquel ils appartenaient. Lors des simulations faites par P. Deuar et K. Kheruntsyan, il apparaît d'ailleurs que l'autre condensat favorise un couple de modes particuliers par stimulation bosonique pour donner une collision $v_0 + v_0 \rightarrow -v_0 + 3v_0$.

L'autre conséquence du mouvement des condensats est l'apparition d'interférences [Andrews 1997] qui modifie le profil de densité du nuage. Ceci a logiquement un effet sur l'énergie d'un atome qui fait parti d'un des deux modes condensés au travers du terme de champ moyen dans l'équation (2.29a). Pour simplifier énormément le calcul de cette contribution, nous allons considérer que les condensats sont des ondes planes tels que $\phi_+ = \phi_- = \sqrt{\frac{\rho_0}{2}}$. Le point principal de cette approximation est de ne pas tenir compte de l'évolution de taille des condensats occasionnée par la collision.

Ainsi une particule dans un des deux modes condensés a comme énergie la somme :

- de son énergie cinétique due principalement aux faisceaux laser $K = \hbar^2 k_{\text{coll}}^2 / 2m$
- de la contribution du champ moyen des autres particules $V = \frac{1}{N} \int_{BEC} d\mathbf{r} g |\phi_0|^4 = \frac{1}{N} g \int_{BEC} d\mathbf{r} 4\rho_0^2 \cos^4(k_{\text{coll}}Z)$

L'intégrale se calcule sur les deux condensats. On obtient alors que l'énergie d'une particule avant collision est :

$$E_{\text{avant}} = \frac{\hbar^2 k_{\text{coll}}^2}{2m} + \frac{3}{2} g \rho_0 \quad (2.31)$$

La valeur attendue du préfacteur du terme d'interaction pour un condensat au repos, c'est-à-dire sans collision, de densité ρ_0 est simplement $g\rho_0$. Il faut par contre considérer l'effet des corrugations dans le cas de la division du condensat en deux. Dans notre approximation en ondes planes, celui-ci se traduit par une augmentation de ce terme de $g\rho_0/2$. Il faut bien alors se rendre compte que la valeur du terme d'interactions est très dépendante de cette approximation et il n'est pas évident qu'un calcul un peu plus évolué, prenant en compte l'évolution de la taille de la fonction d'onde du condensat, donne ce même préfacteur. Par ailleurs, nous avons écrit l'équation (2.29b) que satisfont les quasiparticules de Bogoliubov et remarqué que l'énergie d'un atome dans un mode diffusé est donnée à travers \mathcal{H}_0 par :

$$E_{\text{apres}} = \frac{\hbar^2 k_s^2}{2m} + 2g\rho_0 \quad (2.32)$$

La vitesse de l'atome après diffusion n'étant pas fixée par la collision (seule la somme des impulsions des atomes formant une paire l'est et vaut 0), on l'indicara avec un s. Le champ moyen des deux condensats contribue également ici avec le terme $2g\rho_0$. Le coefficient 2 s'explique par le fait que les atomes diffusés n'étant plus dans la même fonction d'onde que le condensat mais dans un mode orthogonal, ils deviennent discernables.

Nous pouvons finalement écrire une version corrigée des conditions d'accord de phase :

$$\begin{cases} \mathbf{p}_1(t_+) = -\mathbf{p}_2(t_+) = \mathbf{p}_s(t_+) \\ \frac{p_0(t_-)^2}{2m} + \frac{3}{2}g\rho_0 = \frac{p_s(t_+)^2}{2m} + 2g\rho_0 \end{cases} \quad (2.33)$$

En fin de compte, ce système d'équation nous indique que l'interaction avec les N autres atomes des condensats a un effet direct sur l'état de la paire d'atomes créée. Cet effet se caractérise par un transfert d'énergie entre les condensats et les particules diffusées lors de la collision et a pour conséquence de diminuer la vitesse des atomes diffusés sur le halo de $\Delta v_{\text{CM}} = -g\rho_0/2mv_{\text{coll}}$.

Il faut cependant noter que ces arguments n'expliquent toujours pas les variations du rayon de ce halo avec la direction de sortie des atomes diffusés. Néanmoins, les atomes qui sont maintenant dans un mode diffusé doivent évoluer en interagissant avec les N atomes condensés. C'est l'étude dynamique de cette évolution, détaillée dans le prochain paragraphe, qui fera apparaître cette dépendance avec l'angle azimutal.

Effet géométrique de la collision

La collision a pour effet de déposer les atomes sur une bosse de potentiel dont le profil initial est proportionnel au profil de densité du condensat et dont le sommet culmine à $2g\rho_0$. Si le nuage source n'avait aucune évolution spatiale, chaque atome diffusé (quelque soit son vecteur vitesse après la collision) dévalerait cette bosse de potentiel de la même manière qu'un wagon de montagnes russes descend et remonte les pentes d'un manège à sensations. Il regagnerait ces $2g\rho_0$ d'énergie sous forme d'énergie cinétique et l'impact du potentiel de champ moyen serait juste un gain en énergie de $3g\rho_0/2$ lorsque l'atome sort du mode condensé. Le halo serait toujours sphérique mais son rayon serait plus grand que prévu [Simsarian 2000].

Un cas un peu plus réel doit considérer la diminution du potentiel de champ moyen causée par la séparation des condensats et de leur expansion qui ont lieu dès la coupure du piège. Les atomes diffusés vont donc ressentir une énergie potentielle différente suivant l'instant et l'endroit où ils se trouvent et ainsi regagneront plus ou moins entièrement l'énergie de $2g\rho_0$ sous forme cinétique selon le temps qu'ils mettent à sortir du condensat. La proportion d'énergie récupérée dépendra donc du rapport entre deux temps caractéristiques qui sont :

- le temps typique pour sortir de la zone de potentiel de champ moyen $\tau_{BEC} = \frac{1}{\sqrt{R_{\perp}^2 \cdot \sin^2(\phi_{sp}) + R_{\parallel}^2 \cdot \cos^2(\phi_{sp})}} / v_s$
- le temps que met ce potentiel à s'effondrer sur lui-même.

Nous avons déjà remarqué, dans le cas présent où la collision a lieu suivant un axe court du condensat, que le nombre d'atomes subissant une collision est principalement régi par la séparation : la diminution de la densité des condensats causée par l'expansion ne joue pas un grand rôle (§ 2.2.1). Par ailleurs, comme nous nous sommes focalisés sur les caractéristiques du halo dans le plan de l'équateur, nous n'étudierons pas les paires d'atomes qui restent près des condensats et qui continuent donc à sentir leur potentiel de champ moyen. Ainsi, nous pouvons considérer ce potentiel, dans le plan étudié, comme l'intersection de deux paraboloides qui n'a pas de mouvement global mais qui s'effondre sur lui-même.

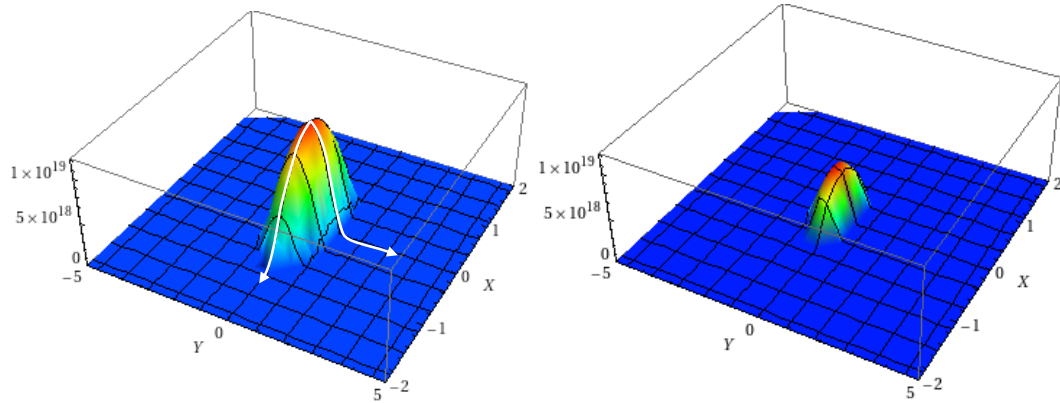


Figure 2.16 Profils du potentiel de champ moyen pour deux temps de collision différents. (a) Le profil après $2 \mu s$ est encore assez net. Il a encore la forme allongée suivant X du condensat initial (le rapport d'aspect est volontairement diminué pour une meilleure visibilité). Les atomes diffusés suivent les équipotentielles d'énergie en regagnant ainsi de l'énergie cinétique. Les flèches blanches sont deux cas particuliers que l'on détaille dans le corps du manuscrit. (b) Le potentiel de champ moyen après $20 \mu s$ a diminué à cause de la séparation.

Considérons maintenant un atome s'échappant suivant l'axe initialement court du potentiel de champ moyen. Le temps qu'il mettra à sortir de la zone d'interaction est d'environ $40 \mu s$ ce qui est environ l'ordre de grandeur du temps qu'il faut pour que les condensats se séparent. Par conséquent, l'atome diffusé a le temps d'expérimenter des gradients du champ moyen suffisamment importants pour regagner un peu plus de vitesse. La figure 2.17 illustre justement ce gain en énergie pour un atome diffusé selon l'axe court Y où on a tracé la projection sur cet axe de l'intersection des deux condensats collisionnants après différents temps de collisions. Le point rouge représente l'atome

diffusé dont la vitesse initiale est de $1v_{\text{coll}} = 0.8v_{\text{rec}}$. A un instant t , l'atome gagne

$$\begin{aligned} dE &= 2g\nabla\rho_0(0, Y(t), t)dY \\ &= 2v_Y(t)g\nabla\rho_0(0, v_Y(t), t)dt \end{aligned} \quad (2.34)$$

d'énergie cinétique. L'énergie cinétique totale à la fin de la collision se calcule par l'intégrale sur le temps de collision qui n'a malheureusement pas de solution analytique.

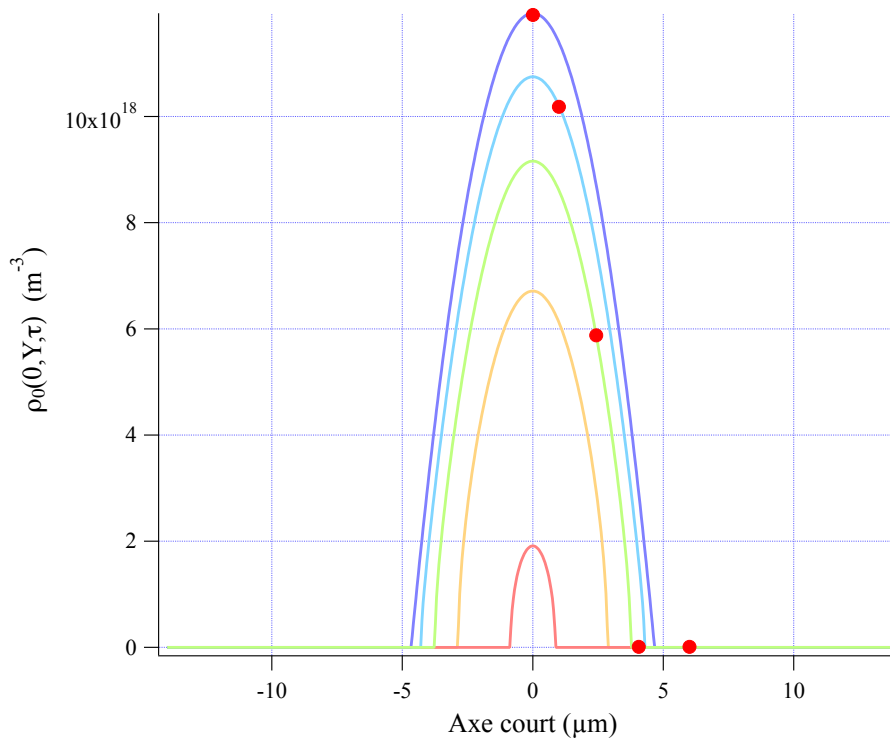


Figure 2.17 Projections du potentiel de champ moyen sur l'axe Y pour différents temps de collision ($\tau = 1.5 \mu\text{s}$, $10 \mu\text{s}$, $15 \mu\text{s}$, $20 \mu\text{s}$ et $25 \mu\text{s}$). Les couleurs chaudes indiquent un temps de collision de plus en plus long. Le point rouge représente un atome diffusé selon l'axe Y avec une vitesse initiale de $1v_{\text{coll}}$. En dévalant la pente, celui-ci regagne de la vitesse jusqu'à ce qu'il soit hors de portée de ce potentiel. Il ne regagne cependant pas toute l'énergie qu'il pourrait regagner dans le cas stationnaire car le potentiel s'effondre avec le temps.

On peut cependant mettre en évidence la forme ellipsoïdique du halo en comparant la diffusion selon l'axe court à celle selon l'axe long. Dans ce cas précis, l'atome devra parcourir une grande distance pour ne plus être sensible à l'action du champ moyen. Une grossière estimation du temps qu'il lui faudra est donnée par $\tau = R_{\parallel}/v_0 = 1.2 \text{ ms}$ qui est très grand devant le temps caractéristique d'évolution du champ moyen. Pour cette raison, l'atome semblera rester bloqué sur le haut de sa colline de potentiel pendant que celle-ci s'effondre et ne ressentira que la dérivée au sommet qui est nulle. Le gain de vitesse est donc extrêmement faible. La figure 2.18, qui est l'analogie suivant X de la précédente figure, illustre ces propos.

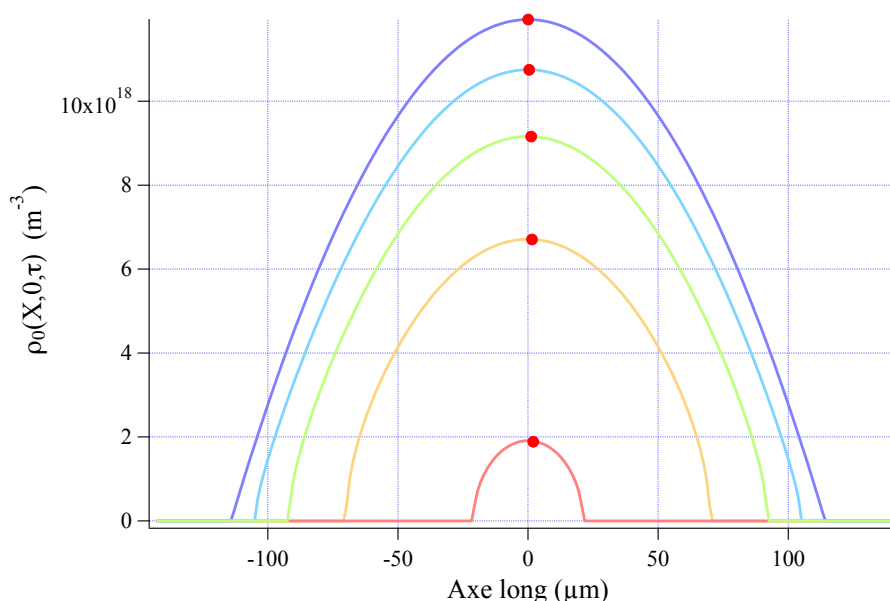


Figure 2.18 Projections du potentiel de champ moyen sur l'axe X pour différents temps de collision ($\tau = 1.5 \mu\text{s}, 10 \mu\text{s}, 15 \mu\text{s}, 20 \mu\text{s}$ et $25 \mu\text{s}$). Cette fois-ci, l'atome a beaucoup trop de chemin à faire pour s'échapper du potentiel. Il va donner l'impression en fait de rester sur le sommet de la colline de champ moyen sans augmenter sa vitesse.

Pour en revenir à la dépendance du rayon en fonction de l'angle (Fig. 2.19), nous en comprenons qualitativement ses variations en fonction de l'angle de diffusion ϕ_{sp} . Nous voyons que le comportement aux angles 0° et 180° est expliqué par la figure 2.18 sur laquelle on comprend avec les mains que l'atome va rester apparemment immobile sur sa bosse de potentiel. Dans le cas opposé des angles $\pm 90^\circ$, l'atome regagne sa vitesse en dévalant la pente de champ moyen (Fig 2.17). La variation crête-à-crête de cette courbe est de $\Delta V = 0.04v_{\text{coll}}$ est en bonne adéquation avec une fraction de $2g\rho_0/mv_{\text{coll}} = 0.06v_{\text{coll}}$ qui est le gain maximal de vitesse que l'atome peut regagner.

Ces expériences de collisions ont également été simulées par une méthode positive P par K. Kheruntsyan et par méthode stochastique de Bogoliubov par P. Deuar ce qui a été d'une grande aide pour la compréhension de cet effet. Les résultats de la première méthode ont été reportés sur la figure 2.19 et confirment le comportement du rayon. La déviation des résultats des simulations par rapport à ceux de l'expérience vient probablement de la distribution du nombre d'atomes dans les condensats plus large dans le cas de l'expérience à cause de diverses instabilités techniques. Comme ces points sont une moyenne sur tous les réalisations, il est possible que les atomes ont globalement ressenti un potentiel différent de celui que l'on croit.

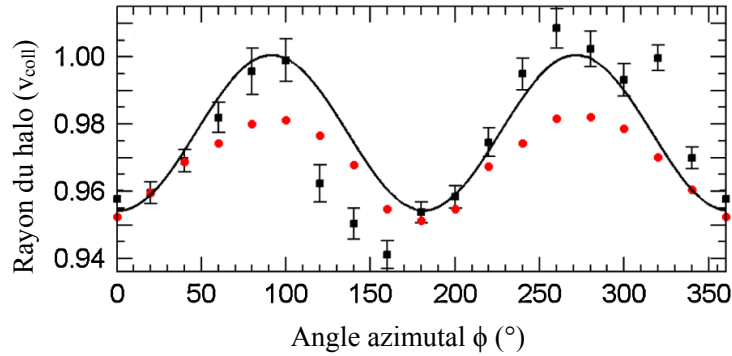


Figure 2.19 Rayon du halo en fonction de l'angle azimutal. (Similaire à la figure 2.15). Les points rouges sont les résultats d'une simulation positives P [Deuar 2007]. Elle montrent elles aussi un comportement dépendant de l'angle mais d'amplitude plus faible.

2.3.5 Dépendance de cet effet avec le nombre d'atomes

Un moyen de confirmer que cet effet est réellement dû à l'interaction avec les N autres atomes du mode condensé est d'agir sur cette interaction en modifiant autant que l'on peut le nombre d'atomes dans les condensats sources. Chaque point de la figure 2.19 est en fait issu de l'ajustement (2.26) fait sur 18 histogrammes à une dimension. Ces profils sont, en réalité, moyennés sur environ 1600 réalisations et par chance, une instabilité technique assez marquée nous a permis d'acquérir ces réalisations de collisions avec une grande dispersion du nombre d'atomes dans le condensat piégé comme le présente la figure 2.20. Nous allons donc nous servir de cette distribution pour sonder la dépendance de cet effet avec le potentiel chimique.

La partie 2.3.4 nous a montré que le champ moyen avait plus d'effet sur les paires d'atomes corrélés qui sont éjectés dans la direction longue du condensat initial. Dans le cas où le champ moyen aurait de moins en moins d'effet, on s'attend à ce que la courbe 2.19 s'aplatisse (les minima remonteraient à l'hauteur des maxima) et que sa valeur moyenne augmente elle aussi pour atteindre la valeur v_{coll} de la vitesse donnée aux condensats. Nous allons donc seulement considérer les quelques secteurs dont l'angle central est proche de 0° et 180° et moyenniser les profils radiaux pour différentes tranches de nombres d'atomes mesurés soit dans les condensats, soit dans le halo. Les cas extrêmes (Figs. 2.17 et 2.18) de la section précédente ont indiqué que les atomes dirigés selon l'axe initialement long sont dans un régime où ils ne se déplacent quasiment pas sur la colline de potentiel et n'acquièrent aucune vitesse supplémentaire. On peut donc supposer que leur vitesse finale est directement donnée par l'équation (2.33) et vaut donc :

$$v_s = \sqrt{v_{\text{coll}}^2 - \mu/m} = v_{\text{coll}} - \frac{\mu}{2m} \quad (2.35)$$

où on a défini le potentiel chimique comme $\mu = g\rho_0$. Notons néanmoins que le facteur numérique du terme $\mu/2m$ dépend très fortement des coefficients que nous avons calculés aux équations (2.31) et (2.32) et dont les valeurs sont liées très fortement à notre approximation des condensats comme des ondes planes.

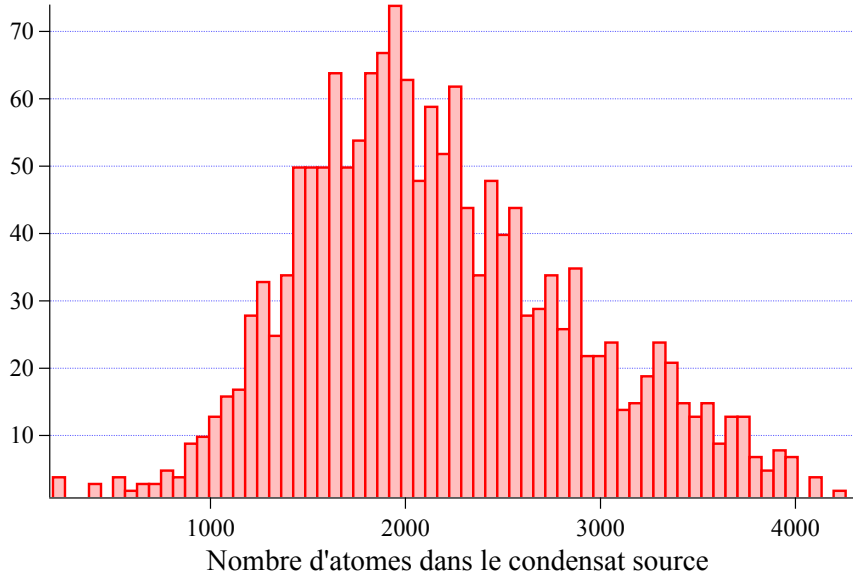


Figure 2.20 Histogramme du nombre d'atomes détectés dans les condensats qui ont collisionné. A cause d'une instabilité technique, le nombre d'atomes du condensat initial a une dispersion assez grande. La forme asymétrique est très certainement due à l'élimination, pendant la prise de données, de certaines réalisations de collisions dont le halo était difficilement visible.

Les 1682 réalisations ont été séparées en plusieurs groupes selon le nombre d'atomes détectés dans les condensats pour être moyennées. Chaque groupe a été analysé selon le protocole mis en place au paragraphe 2.3.2 à partir duquel on obtient une valeur du rayon sur l'axe X. Nous mesurons également le nombre d'atomes moyen dans les condensats N_{BECs} et dans le halo N_{halo} pour chaque groupe.

Les points de la figure 2.21 sont les valeurs du rayon minimal du halo mesurés en moyennant sur les sections angulaires mentionnées auparavant. Ils rendent compte du comportement linéaire du rayon avec les quantités $N_{\text{BECs}}^{2/5}$ pour la figure principale et $N_{\text{halo}}^{1/4}$ pour l'encart, toutes deux *a priori* proportionnelles au potentiel chimique μ . En effet, compte tenu des problèmes de saturation lors de la détection de nuages denses ou de la méconnaissance de l'efficacité du processus de création de paires (dans la cas de l'encart de la figure 2.21), il est impossible de déterminer précisément le potentiel chimique, c'est pourquoi les échelles horizontales de la figure 2.21 sont donc à un facteur multiplicatif près. Nous pouvons cependant extraire la valeur à l'origine $v_s(\mu = 0)/v_{\text{coll}} = 1.004 \pm 0.009$ d'un ajustement linéaire de ces points qui est incroyablement proche de celle que l'on attendait (l'erreur donnée est celle faite sur l'ajustement). Nous attirons néanmoins l'attention sur le fait que chaque tranche de réalisations doit être la plus fine possible tout en gardant un signal-sur-bruit suffisant pour extraire une valeur du rayon cohérente. La largeur des tranches doit être ainsi prise de manière subjective ce qui relativise le résultat obtenu.

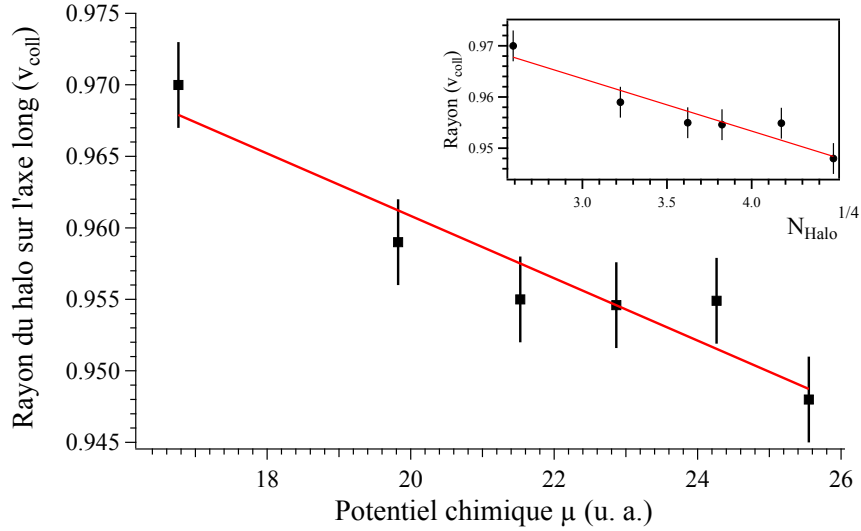


Figure 2.21 Comportement du rayon selon l'axe long avec l'intensité du champ moyen. Les points de la figure principale sont les valeurs du rayon reportées en fonction de $N_{\text{BECs}}^{2/5}$ qui est censé être proportionnel au potentiel chimique. Les points de l'encart sont ces mêmes valeurs du rayon mais en fonction de $N_{\text{halo}}^{1/4}$. D'après l'équation (2.14), le nombre d'atomes dans le halo doit être proportionnel à la puissance $8/5^e$ du nombre d'atomes dans le condensat ce qui veut dire que le potentiel chimique sera proportionnel à $N_{\text{BECs}}^{2/5}$ et à $N_{\text{halo}}^{1/4}$.

2.3.6 Analogie avec l'optique photonique

La génération d'harmoniques dans un système non-linéaire en optique photonique est souvent considérée de manière perturbative et ne rend pas compte d'effets qui pourraient modifier de façon significative les conditions d'accord de phase usuelles. C'est généralement le cas lorsque l'on cherche à ne générer que la première ou la seconde harmonique [Burnham 1970, Kwiat 1995]. Les théories perturbatives traitant les faisceaux jumeaux comme des champs faibles donnent cependant des résultats totalement erronés lorsqu'il s'agit de la génération de très hautes harmoniques [Balcou 1997]. Les causes de ces erreurs sont en partie dues à la réponse du milieu non-linéaire au passage de l'onde laser très intense qui cause un déphasage entre la pompe et les harmoniques générées dépendant fortement de l'intensité. Ces anomalies donnent naissance à des conditions d'accord de phase que les auteurs de [Balcou 1997] appellent généralisées.

Dans le cas où l'on considère la génération d'harmoniques perturbative et l'onde incidente comme plane, la conservation de l'impulsion dans un processus de génération d'harmoniques ($q = 45$) s'écrit comme

$$\mathbf{k}_q = q\mathbf{k}_1^0 \quad (2.36)$$

avec $|\mathbf{k}_1^0| = \omega_1/c$ le vecteur d'onde de l'onde pompe incidente. Par contre, lorsque le faisceau devient intense et focalisé sur le milieu amplificateur, deux nouveaux vecteurs d'onde entrent en jeu. Le premier, obtenu à partir de ce que l'on appelle usuellement la phase de Gouy [Born 1999, Feng 2001], vient de la focalisation du mode fondamental du

faisceau. Le confinement spatial transverse du faisceau implique une augmentation de l'incertitude sur son vecteur d'onde transverse à cause du principe d'Heisenberg ce qui modifie la phase du faisceau incident. Ceci se traduit par un terme additionnel :

$$\mathbf{K}_{\text{Gouy}}(r, z) = \nabla \arg (\mathbf{E}_g(r, z)) = \nabla \arg \left[\frac{1}{b + 2iz} \exp \left(-\frac{k_1^0 r^2}{b + 2iz} \right) \right] \quad (2.37)$$

dans l'équation de conservation de l'impulsion (2.36) énoncée juste au dessus. On a noté b le paramètre confocal qui est le double de la longueur de Rayleigh.

Le deuxième vecteur d'onde vient d'un terme plus complexe issu de l'interaction entre le milieu amplificateur et l'onde incidente. A cause de la très forte intensité, la vapeur est partiellement ionisée ce qui permet à quelques électrons d'évoluer dans ce plasma sous l'action de l'onde incidente toujours présente. Les électrons vont être accélérés par l'onde lumineuse plus ou moins efficacement suivant leur position dans la vapeur. La distribution d'impulsion que gagne l'électron dans la zone proche du point focal est donné par la figure 2.22 (b).

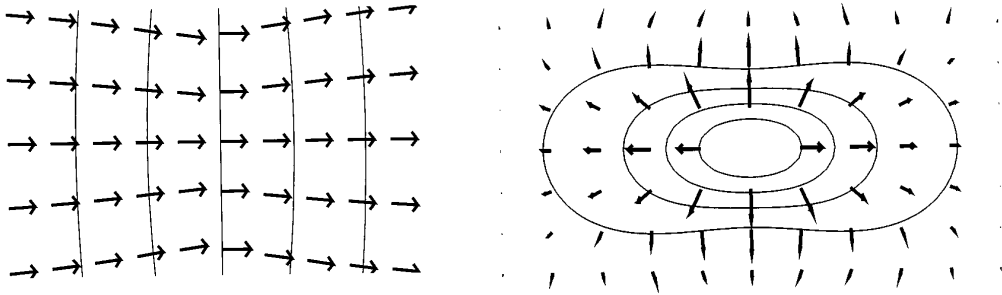


Figure 2.22 (a) Carte du vecteur d'onde du faisceau laser focalisé. L'orientation du vecteur d'onde dépend de la position et doit être prise en considération dans les conditions d'accord de phase. (b) Carte du gain d'impulsion des électrons $\delta\mathbf{P}_{e^-}$ dans la région du point focal. L'accélération des électrons par le faisceau laser donne une impulsion au photon créé lors de la recombinaison de l'électron avec un ion du plasma. Extrait de [Balcou 1997].

Le gain d'impulsion $\delta\mathbf{P}_{e^-}$ va être ensuite transmis au photon lors de sa création en vérifiant la nouvelle condition d'accord de phase :

$$\mathbf{k}_q = q (k_1^0 \mathbf{e}_z + \mathbf{K}_{\text{Gouy}}) + \frac{\delta\mathbf{P}_{e^-}}{\hbar} \quad (2.38)$$

L'aspect fortement non-linéaire de l'interaction avec le milieu est le point commun entre les situations en optique photonique et atomique. Alors que les études perturbatives négligent ces effets et considèrent que les états finaux ne sont le résultat que d'un réarrangement des états initiaux, celles-ci ne peuvent plus s'appliquer lorsque l'on augmente l'intensité de la source. Dans notre schéma où est confondu le rôle de pompe et celui du milieu amplificateur qui sont tous deux réalisés par les condensats et compte tenu du fait que les atomes sont naturellement fortement non-linéaires, nous sommes difficilement dans le régime où on peut négliger de tels effets.

2.3.7 Conclusion

Cette partie nous a permis de caractériser un peu plus en détail nos états diffusés lors d'une collision. Nous avons vu que l'on pouvait écrire des conditions dont on donne le nom de conditions d'accord de phase pour notre processus de mélange à quatre ondes atomiques à partir de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. De façon très grossière, on s'attendrait donc à ce que les atomes diffusés par des collisions en onde S se retrouvent sur un halo de collision sphérique dont le rayon est donné par la vitesse initiale des condensats. L'étude géométrique de ce halo nous a montré que les atomes n'avaient pas la même vitesse finale suivant le mode dans lequel ils sont diffusés, paradoxalement à ce que nous disent les conditions d'accord de phase (2.24). Le raisonnement à avoir dans ce cas précis est de considérer que les interactions entre atomes ne sont plus négligeables et donc que la source générant le processus a un effet sur les atomes diffusés. Les états finaux sont en fait le résultat tout d'abord d'un bilan énergétique où apparaissent les interactions entre atomes condensés entre eux ainsi que les interactions entre atomes condensés et diffusés. Un effet dynamique due à la séparation des condensats vient ensuite modifier la distribution de vitesses des atomes qui ont subi une collision. Ce résultat n'a pas de précédent en optique quantique habituelle. Pour observer un phénomène analogue, il faut en fait incroyablement augmenter l'intensité du faisceau de pompe pour voir des effets d'interaction non perturbatif entre ce dernier et le milieu amplificateur.

Il faut, par ailleurs, bien noter que cet effet peut avoir son importance dans l'objectif d'utiliser ce processus de collisions de condensats de Bose-Einstein comme source de paires d'atomes corrélés pour des expériences d'optique atomique quantique plus approfondies. Deux points sont, *a priori*, à ne pas oublier. Tout d'abord, la moindre expérience faite avec une telle source nécessitera des faisceaux laser réglés le plus finement possible pour interroger ces paires atomiques afin par exemple de les recombinaison. La différence de vitesses entre les deux directions de diffusions orthogonales donnent une différence des désaccords Doppler de $\Delta\nu = 3$ kHz, ce qui pourraient être non négligeable dans certaines situations. Ensuite, la plupart des manipulations sur ces paires seront sensibles à la différence de phase acquise par chaque paire. Par exemple, démontrer des violations d'inégalités de Bell dans l'esprit de [Rarity 1990a] ou [Rarity 1990c] demandera un contrôle très précis du déphasage des atomes entre eux. Or des paires émises suivant des directions différentes sentiront un champ moyen différent et acquerront une phase $\Phi_{at} = \int_0^\tau g n(\mathbf{r}, t) t dt$ différente.

Ainsi quand bien même l'optique quantique photonique et atomique ont pris des chemins similaires du point de vue de la génération de paires de particules corrélées, il faut néanmoins garder à l'esprit que ces particules ont des caractéristiques différentes. La force de l'optique atomique réside dans le fait que les atomes sont naturellement non-linéaires ce qui les rend justement intéressants pour générer des états non classiques. Il faut cependant ne jamais oublier que cet atout peut devenir un inconvénient lorsque ces états commencent à interagir de façon non contrôlée.

2.4 Réduction des fluctuations de la différence de populations

Nous avons décrit au paragraphe 1.1.3 les résultats pionniers qui ont été obtenus au

tout début de ce qui deviendra par la suite l'optique quantique. En illuminant un cristal non linéaire avec un faisceau intense, deux faisceaux dits jumeaux sont produits et vérifient les conditions habituelles d'accord de phase. D'un point de vue corpusculaire, ces faisceaux sont constitués de photons qui ont été émis par paires lors de la conversion paramétrique et c'est grâce à cette émission par paires que le nombre de photons dans chacun des faisceaux jumeaux, autrement dit l'intensité de chaque faisceaux, doit présenter une très forte corrélation. Celle-ci a pour conséquence la réduction du bruit sur la mesure de la différence d'intensité entre les faisceaux jumeaux. L'intuition que l'on peut en avoir nous pousse à croire que ce bruit peut devenir nul et la pratique nous montre que, malgré différentes sources de bruit annexes, il est possible au moins d'avoir une mesure sous le bruit de grenaille.

Nous avons déjà pointé plusieurs fois du doigt les analogies que notre système expérimental possède avec ce processus d'amplification paramétrique en optique photonique. On s'attend donc à pouvoir observer des effets similaires avec les paires d'atomes corrélés que l'on génère dans notre expérience de mélange à quatre ondes atomiques. Dans la suite de cette partie, nous allons présenter en premier lieu notre stratégie pour observer la réduction des fluctuations de la différence du nombre d'atomes entre des zones opposées. Nous la mettrons en œuvre sur l'ensemble des réalisations de collisions que nous avons déjà analysé à la section 2.3 mais nous verrons que les résultats, bien qu'encourageants, ne sont pas encore assez solides. La mise en place d'un nouveau piège, cette fois-ci optique (voir chapitre 3), nous a permis d'augmenter la statistique et de diminuer notablement les différentes sources de bruits pour finalement observer la réduction de bruit attendue. Une dernière partie rendra compte des principales sources de bruits quantitativement.

2.4.1 Principe

Afin de comprendre l'esprit de la réduction du bruit sur la mesure de l'observable \mathcal{M} qui est, dans notre cas, la différence d'un nombre de particules entre deux régions distinctes de l'espace, nous allons considérer deux sources de particules $S_{A,C}$ qui créent chacune des particules dans deux ensembles $\mathcal{E}_{1,2}$. La différence entre ces deux sources est :

- que la source S_A envoie aléatoirement les particules soit dans \mathcal{E}_1 , soit dans \mathcal{E}_2 .
- alors que la source S_C émet les particules par paires, c'est-à-dire en envoyant une particule dans \mathcal{E}_1 en même temps qu'une particule dans \mathcal{E}_2 .

Nous utiliserons très souvent par la suite l'opérateur N_i qui correspond au nombre de particules dans l'ensemble numéroté i . On supposera que les deux sources créent des particules selon une distribution dont la valeur moyenne $\langle N_{\alpha,i} \rangle$ sera fixée à $N/2$ et dont la variance sera donnée par le bruit de grenaille $\Delta N_{\alpha,i} = N/2$ ($\alpha = A, C$ désigne la source). Si nous plaçons un détecteur pour observer seulement les particules d'un des deux ensembles, nous ne verrions aucune différence entre les deux situations. Par contre, la distribution $\mathcal{M}_\alpha = N_{\alpha,1} - N_{\alpha,2}$ est, quant à elle, radicalement différente. Pour la première source, nous retrouvons exactement une marche aléatoire à une dimension : il y a une équivalence immédiate entre compter les nombres d'atomes émis dans \mathcal{E}_1 et \mathcal{E}_2 et calculer la distribution de probabilité de trouver une particule se déplaçant à une dimension à un certain endroit. On peut en déduire que la distribution \mathcal{M}_A pour les particules émises par la source S_A a les caractéristiques suivantes :

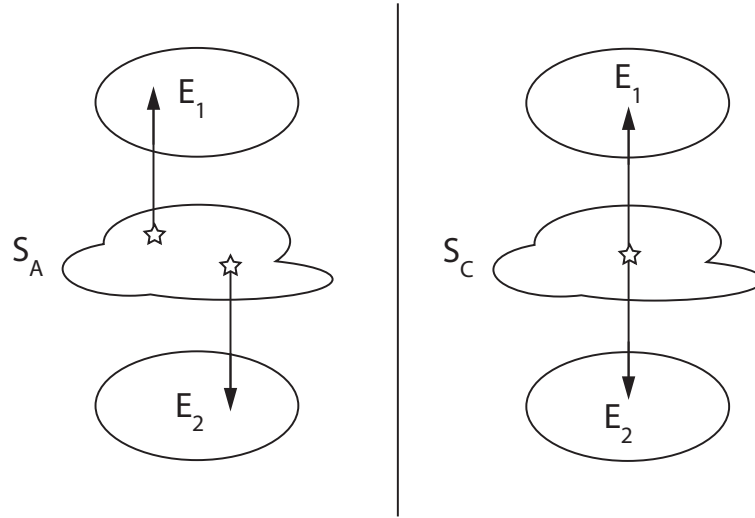


Figure 2.23 Schéma des deux sources. La source S_A émet des atomes de manière aléatoire tandis que l'autre source S_C en émet par paires.

- sa valeur moyenne est évidemment $\langle \mathcal{M}_A \rangle = 0$
- sa variance est $\Delta \mathcal{M}_A^2 = N$ (bruit de grenaille)

Il y a cependant une différence notable lorsque l'on considère la source S_C . Compter les particules dans les deux sous-ensembles n'est plus du tout équivalent à une marche aléatoire. A chaque fois que l'on compte une particule dans l'ensemble \mathcal{E}_1 , on est sûr et certain de pouvoir compter une particule dans l'ensemble \mathcal{E}_2 compte tenu de la particularité de S_C . La distribution \mathcal{M}_C devient alors un pic de Dirac :

- sa valeur moyenne est également $\langle \mathcal{M}_C \rangle = 0$
- sa variance vaut $\Delta \mathcal{M}_C^2 = 0$

Cet effet est le point-clé de l'expérience décrite dans [Heidmann 1987] où la source est un cristal non-linéaire de type II générant des paires de photons et où il a été effectivement démontré que dans ce cas précis, le bruit sur l'observable $\langle \mathcal{M} \rangle$ est plus faible que le bruit de grenaille. Le fait d'avoir mis l'accent sur la différence entre ces deux sources n'est pas anodin. Nous verrons en effet que notre source de paires atomiques a l'avantage d'être les deux à la fois suivant les zones du halo que l'on considère (§ 2.4.3).

2.4.2 Motivation

L'étude d'un processus de génération de paires de particules émises uniquement dans deux modes bien distincts comme celle faite sommairement au paragraphe 2.4.1 ou celle plus détaillée menée dans [Perrin 2007a] nous amène naïvement à penser que corrélations opposées et réduction des fluctuations d'une différence de particules sont la même conséquence de la création de paires. Notre intuition est une nouvelle fois bousculée car il est en fait possible d'avoir de fortes corrélations entre atomes sans avoir une réduction du bruit. Un exemple d'un tel cas a été explicité dans [Buchmann 2010] où les auteurs

étudient numériquement les corrélations entre atomes créées à partir d'un processus de superradiance sur un condensat de Bose-Einstein [Inouye 1999].

Un tel exemple peut en fait s'appréhender lors du calcul des fluctuations $\Delta\mathcal{M}^2$ de la différence du nombre d'atomes émis dans ces deux modes où l'on remarque que la fonction de corrélation locale joue aussi un rôle. Ainsi, la démonstration de la création de paires à l'aide de la fonction de corrélation croisée n'implique pas nécessairement la réduction des fluctuations sous le bruit de grenaille qui devient alors une mesure complémentaire.

Gain des états non classiques pour l'interférométrie atomique

L'un des grands intérêts des états comprimés qui a été déjà mis en avant en optique [Xiao 1987, Grangier 1987] est la possibilité d'améliorer la sensibilité des interféromètres en remplaçant les états cohérents par ces états non-classiques. Prenons l'exemple d'un interféromètre de Mach-Zehnder composé d'un premier miroir semi-réfléchissant qui mélange les deux entrées entre elles (Fig 2.24). Celles-ci sont ensuite recombinaées par un deuxième miroir semi-réfléchissant après que l'un des deux faisceaux ait subi un déphasage Φ .

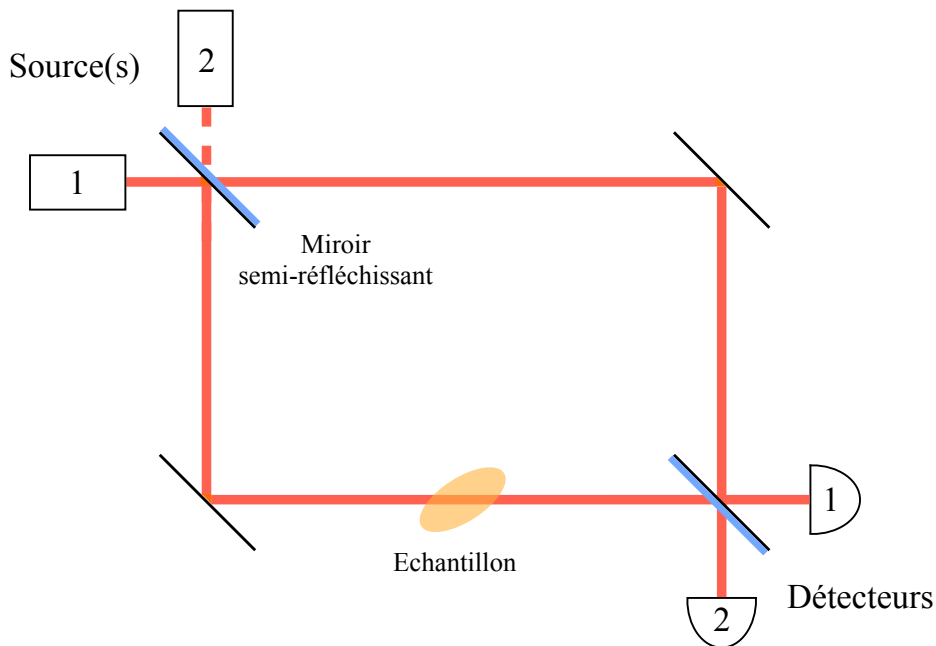


Figure 2.24 Schéma d'un interféromètre de Mach-Zehnder.

Dans le cas classique où on envoie simplement un faisceau laser sur une entrée de l'interféromètre, on se rend compte que le déphasage minimal $\Delta\Phi_{\min}$ dépend de l'intensité du faisceau laser, autrement dit par le nombre de photons n , par [Scully 1997] :

$$\Delta\Phi_{\min} = \frac{1}{\sqrt{n}} \quad (2.39)$$

Cette limite n'est rien d'autre que la limite quantique standard ou le bruit de grenaille qui nous indique qu'il n'est classiquement pas possible d'obtenir une précision meilleure que celle donnée par le bruit de la source lumineuse.

Néanmoins, cette limite peut être contournée si on utilise des états où les corrélations quantiques deviennent tellement importantes qu'il n'est plus envisageable de décrire la physique de manière classique. Le schéma de l'interféromètre de Mach-Zehnder se prête bien à l'utilisation d'états non-classiques tels que les états de Fock

$$\Psi = |N, N\rangle \quad (2.40)$$

Bien que la précision de l'interféromètre peut être déjà amélioré en envoyant un état de vide comprimé à la place de l'état de vide dans la description précédente [Wineland 1992, Wineland 1994, Bollinger 1996], nous préférons mettre l'accent sur ces états de Fock que nous créons théoriquement lors des collisions de nos condensats. Si nous couplons chacun des deux modes de l'état (2.40) aux modes d'entrée de l'interféromètre, on peut démontrer que l'on dépasse la limite quantique standard (2.39) et que la résolution peut atteindre alors la limite d'Heisenberg [Caves 1981, Bouyer 1997] :

$$\Delta\Phi_{\min} = \frac{1}{n} \quad (2.41)$$

Ceci peut en fait surprendre car bien que ces états n'ont pas de phase définie, leur utilisation dans un tel interféromètre permet d'améliorer la précision classique sur la mesure d'un déphasage pris par l'un des deux bras. L'état de Fock (2.40) n'est pas, à vrai dire, le seul état non classique à permettre une précision sous la limite (2.39) : des états "chats de Schrödinger" ont les mêmes capacités par exemple. Par contre, dès que l'on considère des pertes dans le processus comme l'absorption d'un photon, les états de Fock se montrent plus robustes [Dunningham 2002].

Avec l'interféromètre de Ramsey qui est l'équivalent atomique de l'interféromètre de Mach-Zehnder, l'application au domaine de l'optique atomique est assez directe. Les premières expériences prouvant une augmentation de la sensibilité dans des interféromètres atomiques viennent d'ailleurs de voir le jour [Gross 2010].

2.4.3 Procédure d'analyse

A partir des quelques considérations précédemment faites, nous pouvons maintenant mettre en place la procédure que l'on va suivre dans notre analyse. La source d'états atomiques non-classiques que nous avons réalisée en faisant collisionner deux condensats de Bose-Einstein doit générer des paires d'atomes dont les vitesses sont opposées dans le référentiel du centre de masse. En conséquence, deux régions diamétralement opposées de dimensions identiques doivent comporter exactement le même nombre d'atomes et ceci pour chaque réalisation d'une collision. Nous devrions donc être en mesure d'observer des réductions de fluctuations de la différence de populations de ces deux régions.

Définition des zones Afin de ne considérer que des atomes diffusés sur le halo de collision, nous allons ôter les condensats comme dans la partie 2.2.3. De plus, pour éliminer au maximum toute source de bruit comme des atomes émis par émission spontanée par

exemple et qui pourrait rendre notre observation d'une réduction des fluctuations ambiguë, nous n'allons garder que les atomes situés dans une coquille étroite de largeur $\pm 0.08 v_{rec}$ sur l'axe longitudinal et $\pm 0.12 v_{rec}$ sur les axes transverses. Il faut remarquer que ce nettoyage doit être le plus précis possible : nous devons faire du mieux que possible pour conserver la symétrie centrale de notre source. En effet, découper une coquille non centrée sur le centre de masse par exemple brise cette symétrie et a pour conséquence de décorréler une partie des atomes en ôtant leur partenaire. Cet effet peut être considéré comme un bruit informatique dû à notre analyse et aura donc tendance à limiter la réduction du bruit.

Après ce nettoyage, nous pouvons procéder à la découpe de notre reste de halo de collision pour créer les différentes zones sur lesquelles on étudiera les fluctuations de la différence de nombre d'atomes. Pour ce faire, nous allons d'abord séparer notre halo en deux hémisphères puis effectuer p coupes égales de chacun des hémisphères ce qui nous donne au final $n_Z = 4p$ régions du halo corrélés deux à deux avec la région diamétralement opposée. Le résultat est représenté sur la figure schématique 2.25 où les $4 \times 2 = 8$ différentes régions ont été séparées les unes des autres pour une plus grande clareté. Un exemple de deux zones corrélées est proposé en rouge.

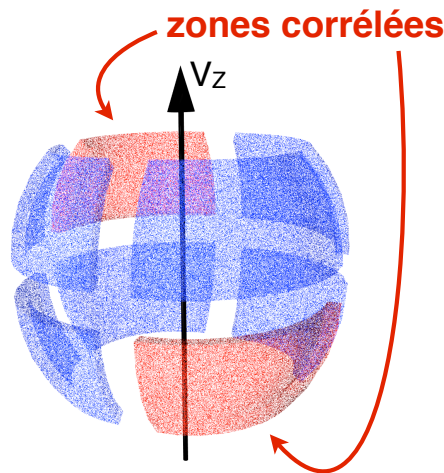


Figure 2.25 Représentation du halo de collision étudié. Les condensats aux pôles de ce halo ont été retirés. La préparation de l'analyse consiste à délimiter des zones à partir desquelles nous construirons les distributions \mathcal{M} . Un exemple de configuration des zones est donné ici pour $N_Z = 8$ zones. Les zones opposées comme celles indiquées en rouge sont normalement corrélées et doivent présenter une réduction de fluctuations. Pour tout autre couple, les fluctuations seront données par la limite quantique standard.

Distribution considérée La détection d'atomes de manière unique qu'offre notre détecteur nous donne la possibilité de compter le nombre d'atomes N_i dans chaque région (l'indice i représente le numéro de la zone) et donc de tracer la distribution de la diffé-

rence du nombre d'atomes entre les zones i et j :

$$\mathcal{M} = \frac{N_i - N_j}{\sqrt{N_i + N_j}} \quad (2.42)$$

Dans le cas où la détectivité est parfaite et le nombre d'atomes dans les différentes régions est bien équilibré, la valeur moyenne $\langle \mathcal{M} \rangle$ de cette distribution doit valoir zéro. Nous l'avons, par ailleurs, normalisée de telle sorte que sa variance $\Delta \mathcal{M}^2 = \langle \mathcal{M}^2 \rangle - \langle \mathcal{M} \rangle^2$ soit égale à 1 dans le cas où la distribution $N_i - N_j$ est limitée au bruit de grenaille. Ainsi la variance de \mathcal{M} nous renseignera sur l'éventuelle réduction des fluctuations de la différence de populations entre les zones i et j . Pour les zones opposées, comme celles coloriées en rouge sur la figure 2.25, qui sont censées être corrélées, la distribution \mathcal{M} doit être comprimée : ceci signifie que $\Delta \mathcal{M} < 1$. De surcroît, nous avons également accès à \mathcal{M} pour tous les autres couples de zones qui ne sont pas face-à-face et qui par conséquent sont décorréliées les unes des autres. La fluctuation de leur différence doit être égale à un. Ceci est un avantage que nous donne l'aspect multimode du mélange à quatre ondes spontanée par rapport à la plupart des expériences faites avec des photons. Dans ces dernières, on s'arrange généralement pour n'avoir que les deux modes corrélés et il n'est alors pas possible de faire de comparaison expérimentale avec la limite donnée par le bruit de grenaille que l'on s'attend à dépasser.

2.4.4 Difficultés expérimentales avec le piège magnétique

Contraintes techniques

Notre procédure étant fixée, nous pouvons l'appliquer au halo de collision que nous avons déjà généré à partir d'un condensat piégé dans un champ magnétique. Il faut néanmoins se rappeler que cette analyse est extrêmement dépendante de l'homogénéité de la population du halo de collision. En effet, il suffit d'une petite zone avec un surplus d'atomes pour dissymétriser la distribution \mathcal{M} et rendre le résultat de l'analyse peu concluant. Un moyen pour s'assurer de ceci a été de tracer la carte à deux dimensions de notre halo de diffusion déplié. La figure 2.26 représente le halo brut déplié moyenné sur la largeur de la coquille : les axes horizontaux et verticaux sont respectivement les coordonnées angulaires azimutales ϕ_{sp} et zénithales θ_{sp} . Les régions corrélées sont symétriques sur ce graphique par rapport au point $(180^\circ, 90^\circ)$

On peut alors remarquer que plusieurs zones ont un nombre d'atomes différent de la moyenne de plusieurs écarts types. Ceci nous informe sur le fait que l'on aura en effet des problèmes lors de la construction des distributions des différences de nombre d'atomes. Les surplus d'atomes à des endroits particuliers du halo peuvent avoir plusieurs causes. La plus évidente sera une intersection entre la sphère d'émission spontanée et le halo de collision. Malgré le fait que la direction des faisceaux a été optimisée pour éviter la superposition de ces deux objets, il est impossible d'éviter un croisement entre eux [Krachmalnicoff 2009]. Un autre artefact, déjà abordé à la section 2.3.3 et que l'on retrouvera au paragraphe 3.3.1, se produit aussi lorsque des objets denses sont détectés : des atomes fantômes sont malencontreusement créés et peuvent se retrouver sur le halo de collision.

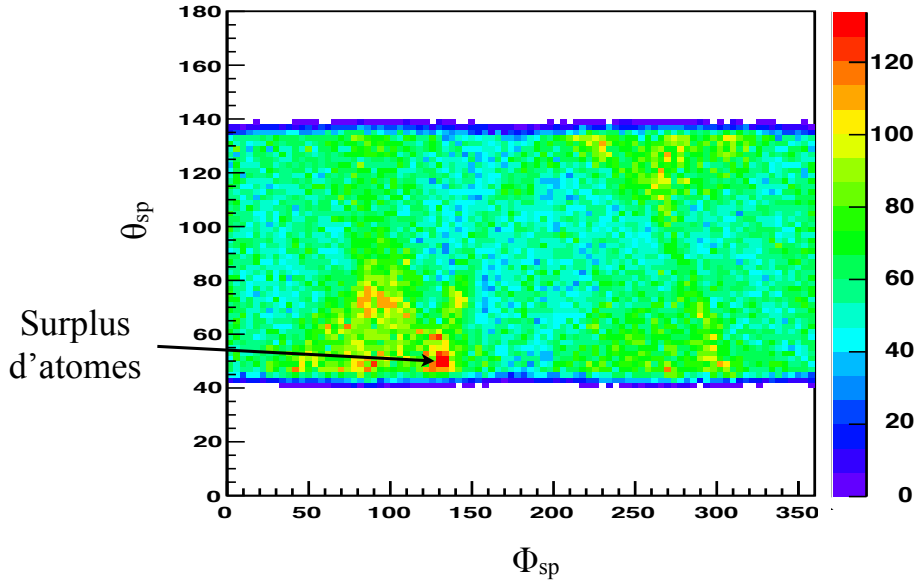


Figure 2.26 Carte à deux dimensions du halo déplié. Le nombre d'atomes moyenné sur les 1700 réalisations de collisions est représenté suivant les angles azimutal ϕ_{sp} et zénithal θ_{sp} . Les parties inférieures et supérieures où se trouvent les condensats ont été ôtées (zones blanches). Nous voyons apparaître des points chauds comme celui indiqué par la flèche dont le nombre d'atomes local dépasse très largement la valeur locale moyenne. Ces zones singulières seront ignorées dans l'analyse.

Les solutions mises en œuvre pour pallier à ce problème sont tout d'abord d'utiliser un algorithme de reconstruction plus sécurisé comme celui décrit dans la thèse d'un de mes prédécesseur [Perrin 2007a]. Ceci n'étant pas finalement suffisant pour éliminer tous les zones singulières, on doit alors supprimer les différentes régions incriminées de la même manière que l'on enlève les condensats aux pôles. Le gros soucis de cette troncature est qu'il faut non seulement conserver à tout prix la symétrie centrale comme précédemment discuté mais il faut aussi reporter cette découpe sur les $2p$ autres sections pour pouvoir tracer convenablement la distribution \mathcal{M} même pour des zones non corrélées. Ainsi, en essayant de nettoyer au mieux le halo de collision, on perd nécessairement $4p$ fois la surface des défauts que l'on souhaitait enlever.

Une fois cette opération effectuée, on voit en fait qu'il existe toujours des évolutions lentes du nombre d'atomes sur le halo qui sembleraient être dues à des inhomogénéités de détection sur l'ensemble de la galette à micro-canaux. Ceci va encore une fois avoir tendance à décentrer la distribution de la différence du nombre d'atomes tout simplement car $\langle N_i \rangle \neq \langle N_j \rangle$. On va considérer le gain des galettes à micro-canaux homogène sur les zones i et j au premier ordre ce qui nous permet d'écrire :

$$\langle N_j \rangle = \chi_{ij} \langle N_i \rangle \quad (2.43)$$

avec χ_{ij} une constante que l'on mesure expérimentalement en calculant les valeurs moyennes du nombre d'atomes $\langle N_i \rangle$ et $\langle N_j \rangle$ des zones i et j (les crochets $\langle \cdot \rangle$ représente la valeur moyennée sur les 1700 réalisations de collisions). On peut alors calculer la distri-

bution \mathcal{M}' recentrée par rapport à la distribution \mathcal{M} par

$$\mathcal{M}' = \frac{1}{\sqrt{N_i + N_j}} \left(N_i - N_j - \frac{1 - \chi_{ij}}{1 + \chi_{ij}} (N_i + N_j) \right) \quad (2.44)$$

La valeur moyenne de cette distribution $\langle \mathcal{M}' \rangle$ vaut bien zéro par construction (s'il n'y a pas de bruit sur la somme $N_i + N_j$) mais il faut faire maintenant attention que sa variance est proportionnelle à celle de la distribution non recentrée :

$$\Delta \mathcal{M}'^2 = \frac{4\chi_{ij}}{(1 + \chi_{ij})^2} \Delta \mathcal{M}^2 \quad (2.45)$$

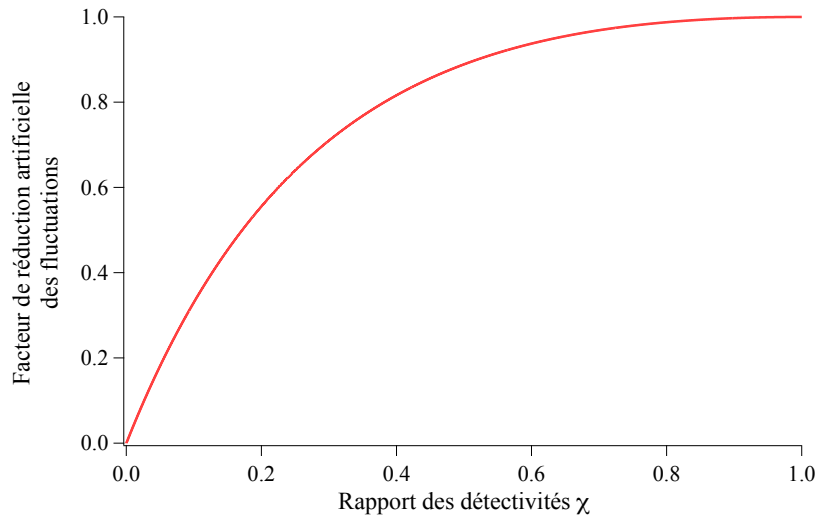


Figure 2.27 Tendence de la réduction artificielle des fluctuations causée par un déséquilibre de détectivité. Lorsqu'une zone est beaucoup moins sensible qu'une autre, il est évidemment plus difficile de mesurer les fluctuations de la différence du nombre d'atomes entre ces deux zones. Nous avons tracé le facteur de proportionnalité de l'équation (2.45) qui permet de relier les fluctuations mesurées aux fluctuations de la différence à proprement parler.

La courbe 2.27 indique que plus une zone détecte difficilement des atomes ($\chi_{ij} \rightarrow 0$), plus notre mesure des fluctuations atomiques lors du mélange à quatre ondes en sera compliquée. Expérimentalement, la mesure de χ_{ij} est extrêmement aisée puisqu'il s'agit de compter le nombre d'atomes détectés en moyenne dans chacune des zones et d'en faire le ratio. Nous avons ainsi mesuré que ce facteur de proportionnalité pouvait prendre différentes valeurs allant de 0.82 à 0.98, ce qui représente des variations de $\langle \mathcal{M} \rangle$ comprises entre 1% et 10%. Le ratio entre les variances des deux distributions variant mollement pour des valeurs de χ_{ij} proche de 1, on doit donc seulement s'attendre à ce que les fluctuations soient artificiellement réduites d'un facteur 0.99 au maximum.

Résultats expérimentaux

Nous pouvons finalement présenter les résultats que l'on obtient à partir des mêmes données expérimentales précédemment exploitées à la section 2.3. Dans cette section, nous allons découper le halo en $n_Z = 4$ zones afin d'avoir deux couples de zones corrélées et quatre non corrélés. La coupe verticale est faite selon l'axe initialement court du condensat ($\phi_{sp} \in [-90^\circ, 90^\circ]$ ou son complémentaire). L'allure de la distribution \mathcal{M}' est représentée sur les figures 2.28 (a) pour le cas de zones non corrélées et (b) pour le cas de zones opposées.

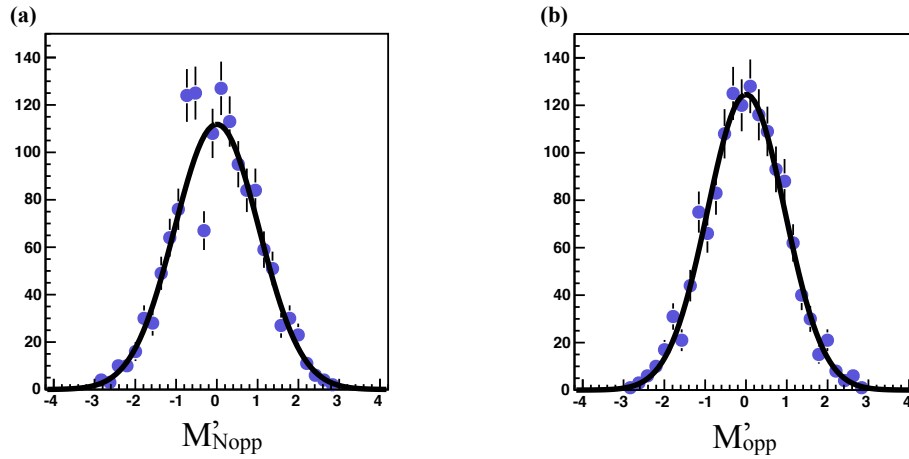


Figure 2.28 Histogramme de la différence de populations recentrée \mathcal{M}' (a) Exemple pris pour un couple de zones qui ne sont pas opposées. (b) Exemple pour un couple de zones opposées. Les barres d'erreurs représente la déviation standard pour chaque bin.

Elles sont remarquablement bien ajustée par une gaussienne centrée en zéro qui nous donne :

$$\begin{aligned}\Delta\mathcal{M}'_{\text{Nopp}} &= 1.03 \pm 0.02 \\ \Delta\mathcal{M}'_{\text{opp}} &= 0.917 \pm 0.028\end{aligned}\tag{2.46}$$

Ces valeurs sont la moyenne des quatre variances des distributions non corrélées pour la première valeur et des deux distributions corrélées pour la deuxième. Les barres d'erreurs représentent la somme géométrique des déviations standard de chaque couple de zones que l'on considère équivalent et indépendant. On peut noter au passage que cette approximation qui consiste à considérer tous les couples équivalents n'est pas réellement juste. En effet, les zones adjacentes ne sont pas entièrement décorrélées à cause de l'effet Hanbury Brown et Twiss qui a été observé entre des atomes appartenant à des paires émises dans des directions proches (voir paragraphe 1.2.2 et [Perrin 2007b]). Nous n'avons pas vu néanmoins d'effet significatif sur nos mesures.

Les valeurs (2.46) des variances des distributions des différences du nombre d'atomes semblent en effet montrer que les fluctuations entre deux zones opposées sont réduites par rapport à celles entre deux zones non corrélées. La seconde observation que l'on peut faire est que la valeur de $\Delta\mathcal{M}'_{\text{opp}}$ est très loin de celle que l'on s'attendait, à savoir zéro, tandis que le bruit entre deux zones non corrélées est effectivement limité au bruit

de grenaille. Les raisons de la valeur mesurée non nulle pour les zones opposées seront détaillées dans le paragraphe 2.4.7 où on l'explicitera les différentes sources de bruit qui viennent polluer notre halo de collision.

Robustesse des résultats observés

Il faut toutefois remarquer que la statistique est quelques peu limitée : certaines distributions ont une allure étrange comme le montre par exemple la figure 2.28 (a) et le bruit n'est réduit que de trois écarts type. Ceci limite l'aspect convaincant de ces résultats. Par ailleurs, nous avons maintes fois mentionner que cet effet pouvait être malmené suivant notre traitement informatique (nettoyage, coupes ...) et il serait intéressant de vérifier la robustesse des valeurs obtenues en faisant varier un peu notre procédure d'analyse. Une façon grossière de tester ceci est de faire notre partage un peu différemment et d'étudier le comportement des fluctuations entre les nouvelles zones. Il faut bien se rendre compte que cette manière n'apporte aucune nouvelle précision par rapport aux valeurs mesurées ci-dessus de par le fait que ces manipulations ne sont pas indépendantes des précédentes. Néanmoins, elles vont nous permettre de tester à quel point on peut avoir confiance en elles.

La méthode mise en place est simplement de faire tourner notre halo de collision autour de l'axe des pôles et de repartager comme fait juste au dessus : nous aurons une configuration différente pour chaque angle azimutal ϕ_{sp} avec 4 zones. La figure 2.29 donne la variance pour chaque couple de zones en fonction de l'angle ϕ_{sp} .

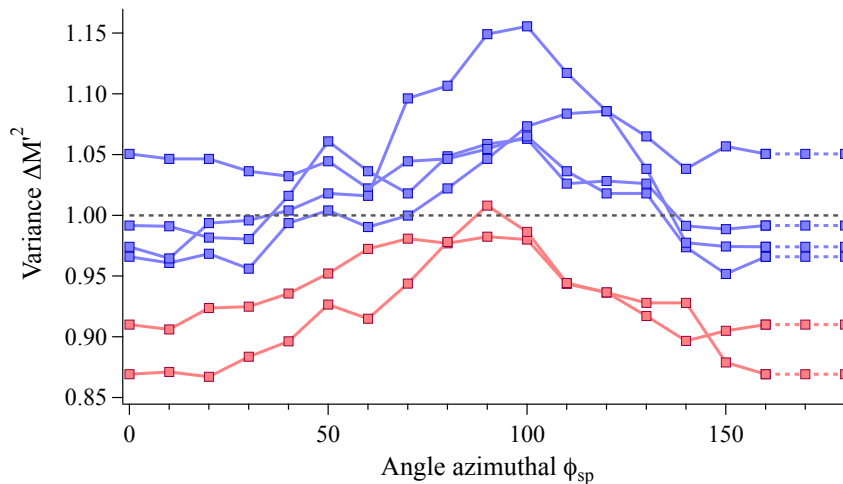


Figure 2.29 Variance de la distribution \mathcal{M}' pour différentes coupes du halo. Les zones sont délimitées par un plan perpendiculaire à l'axe Z des pôles du halo (où se trouvaient les condensats) et par un plan contenant cet axe (voir Fig. 2.25). Ce dernier est tourné autour de l'axe Z délimitant ainsi de nouvelles zones pour chaque nouvelle rotation d'un angle de ϕ_{sp} . Les mesures des variances pour chaque nouveau couple de zones sont reportées et montrent que les zones opposées ont toujours des fluctuations réduites. Les derniers points en pointillés sont identiques car le plan séparateur vertical traverse une zone où on a retiré les atomes. La tendance aux alentours de 90° n'est pas bien comprise et limite la portée des résultats.

Le point positif est que l'on observe bien deux groupes de courbes dont les tendances sont différentes : les deux courbes pour des couples de zones opposées sont effectivement sous les quatre non corrélées. Si on effectue une moyenne de chaque courbe, on retrouve par ailleurs sensiblement les mêmes valeurs que celles obtenues auparavant (équations (2.46)). Par contre, il y a un réel accroc lorsque l'on partage le halo plus ou moins selon l'axe long du condensat. Les parties corrélées voient leur fluctuations être limitées au bruit de grenaille et celles des parties non corrélées avoir même encore plus de bruit. Ceci se produit au moment où la délimitation verticale entre deux zones pénètre dans les surintensités que l'on voit sur la figure 2.14. Ces zones où la densité de la sphère est sensiblement plus importante et où le nombre d'atomes pourrait être plus important [Pu 2000, Vardi 2002] sont décrites plus en détails à la section 2.5.2. Les causes de cette augmentation du bruit dans ces cas précis ne sont cependant pas encore totalement comprises. Une hypothèse que l'on pourrait avancer serait qu'il existe une source parallèle d'atomes dont la statistique de bruit n'est pas tout à fait celle que l'on étudie et qui viendrait polluer notre halo de collision.

En fin de compte, malgré l'observation chanceuse d'une première valeur des fluctuations de la différence du nombre d'atomes entre deux zones indiquant une réduction de ces fluctuations pour les zones supposées être corrélées, il s'avère que nos données ne sont pas assez solides pour mesurer de manière convaincante cet effet. La tendance bruitée de toutes les courbes de la figure 2.29 pour des angles autour de 90° donne un aspect fragile à ces observations quand bien même la valeur moyenne sur l'ensemble des partages semble être proche de la valeur attendue en tenant compte de certains bruits prévisibles (§ 2.4.7). La statistique mise à mal par plusieurs découpes ne permet pas de passer outre les différents points négatifs même en partageant en plus de zones indépendantes pour pouvoir obtenir une plus grande précision sur la variance moyenne. Ces résultats restent cependant les plus convaincants parmi tous ceux obtenus lors des nombreuses précédentes tentatives. La mise en place d'un piège dipolaire durant la période d'analyse de ces données nous a permis d'espérer refaire cette expérience de collision dans de meilleures conditions et d'obtenir cette fois-ci des valeurs non-ambigües et robustes. Nous présentons les résultats obtenus dans ce nouveau piège dans la suite de cette partie.

2.4.5 Une approche expérimentale différente

Le paragraphe 2.4.4 a mis en lumière plusieurs limites de la collision de deux condensats créés dans notre piège magnétique et du montage expérimental en général. Ce dernier est tout de même vieux d'une quinzaine d'année et même s'il a été déménagé dans le nouveau bâtiment de l'Institut d'Optique durant l'été 2007, les mises à jour du montage en lui-même sont restées minimales. En particulier, le piège magnétique est toujours le même que celui utilisé pour le premier condensat de Bose-Einstein d'hélium métastable en 2001 [Robert 2001] et les bobines qui génèrent ce champ magnétique ne sont pas refroidies avec de l'eau régulée en température. Un exemple des conséquences de ce genre de détails sont un biais magnétique fluctuant énormément et rendant difficile l'obtention stable et répétée d'un condensat pur. La prise de données pour avoir une très bonne statistique est ainsi rendue extrêmement pénible. Nous avons donc débuté la construction d'un banc laser afin de piéger nos atomes et pallier à une grosse partie de ces problèmes de stabilité. De nombreuses informations concernant le piégeage optique

d'atomes d'hélium métastable sont données dans le chapitre 3 de ce manuscrit.

Le nouveau montage expérimental

Dans ce nouveau piège optique, le nuage a toujours une forme de cigare mais il est maintenant vertical et beaucoup plus allongé qu'avant : son rapport d'aspect est d'environ 200 au moment où on le lâche. Malgré les fréquences de piégeage $\omega_{\perp} = 1.4$ kHz et $\omega_{\parallel} = 6.5$ Hz, le condensat de 10^5 atomes est encore, *a priori*, dans le régime 3D^h. La coupure d'un piège optique étant moins hasardeuse que celle d'un piège magnétique, nous pourrions juste éteindre le laser et faire la collision entre atomes qui seraient dans le sous-état magnétique $m = 1$ et éviter des pertes dues à un mauvais transfert vers $m = 0$ par exemple. Néanmoins, durant la longue chute de 47 cm, les atomes sont encore sensibles au moindre champ magnétique inhomogène et le halo de collision serait dans le meilleur des cas seulement déformé. C'est pourquoi nous gardons une étape de transfert pour ne manipuler que des états insensibles aux champs magnétiques.

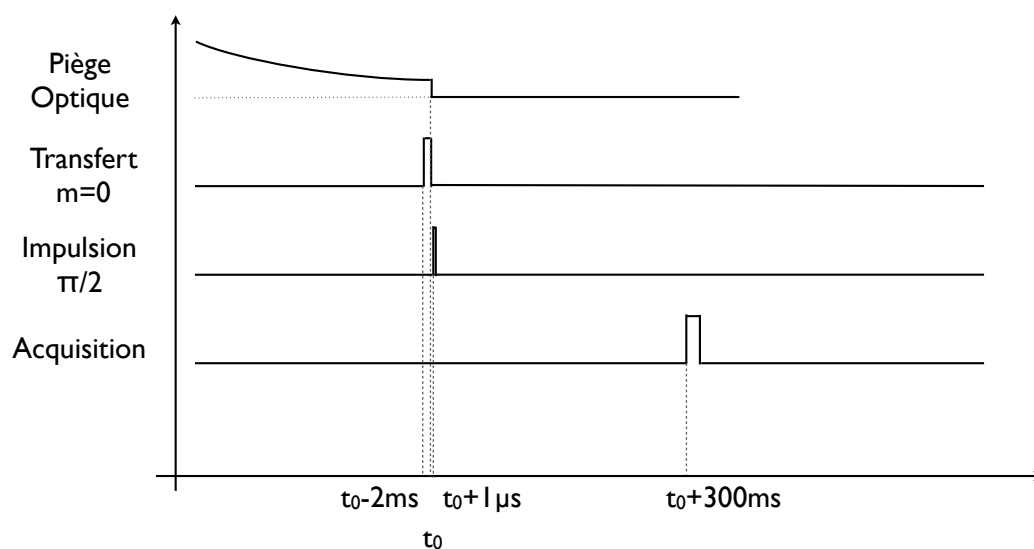


Figure 2.30 Chronogramme de la séquence de collision. Dans les deux dernières millisecondes de l'évaporation forcée, un balayage radiofréquence est effectué pour mettre un maximum d'atomes dans l'état $m = 0$. Ensuite, nous séparons le condensat en plusieurs morceaux équivalents en ajustant les puissances des deux faisceaux contra-propageants. Les condensats collisionnent alors et nous enregistrons les positions sur le détecteur après une chute qui dure environ 300 ms.

Pour des raisons de simplicité de manipulation et de stabilité, le transfert Raman utilisé dans le cas précédent 2.2.2 a été abandonné pour une rampe radiofréquence (décrite au paragraphe 4.2.1) que l'on a utilisé dans un premier temps pour faire des mélange de spins [Partridge 2010]. Le premier avantage par rapport à un transfert optique est

^h. Nous verrons qu'il est néanmoins possible d'entrer dans un régime 1D selon le nombre d'atome dans le condensat (§ 3.3.2).

l'absence d'alignement de faisceaux sur les atomes : nous réutilisons l'antenne radiofréquence initialement prévu pour le refroidissement évaporatif dans le piège magnétique. Ceci évite un réglage spatial précis et permet une meilleure reproductibilité sur les longues durées. Les réglages de puissance et de fréquence de l'onde radiofréquence sont eux-aussi réellement simplifiés. La contre-partie est que la transition entre les états magnétiques $m = 1 \leftrightarrow m = 0$ couple tout autant les niveaux $m = 0 \leftrightarrow m = -1$ entre eux. Nous verrons au paragraphe 4.2.1 que le mieux que l'on peut alors obtenir est 50 % des atomes dans l'état $m = 0$, les 50 % restant se partagent de manière égale entre $m = \pm 1$. Cette rampe radiofréquence est réalisée durant 2 ms et sa fin coïncide avec la coupure du piège dipolaire.

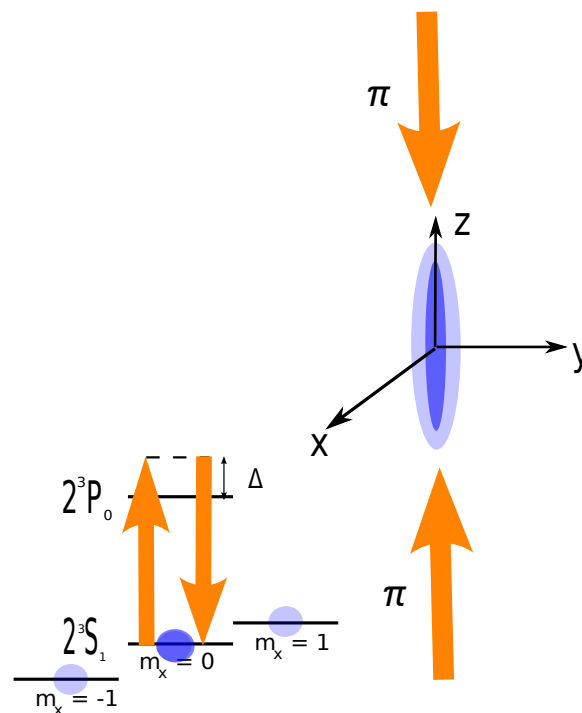


Figure 2.31 Nouveau schéma de collision. Le condensat est piégé dans un faisceau laser vertical très désaccordé de la résonance. Un transfert radiofréquence change l'état de 50% des atomes vers $m = 0$, le reste se partage entre $m = \pm 1$. La figure est indicative, les trois états de spin sont bien superposés. Les atomes n'ont pas le temps de former des séparations de phases [Timmermans 1998, Bedaque 2003]. Ensuite, deux faisceaux lasers réalisent un quart d'oscillation de Rabi pour séparer le condensat en deux et initier la collision.

L'extinction du laser de piégeage prend environ $10 \mu\text{s}$ et le même problème que l'on a eu avec le condensat extrait par diffusion Raman réapparaît : il faut initier la collision le plus vite possible pour garder la densité la plus importante possible et d'obtenir le plus de collisions entre atomes. Nous réalisons alors une impulsion laser de $2.5 \mu\text{s}$, $1 \mu\text{s}$ après la coupure. Nous réutilisons pour faire cela les deux faisceaux laser L_2 et L_3 inclinés de $\theta = 7^\circ$ par rapport à la verticale que nous avons utilisés dans l'expérience précédente (voir figure 2.9). Cette fois-ci par contre, ces faisceaux sont allumés en même temps et le rôle de l'électro-optique est maintenant d'équilibrer les puissances entre elles. Le but de

ce couple de faisceaux est de mettre en mouvement une partie (idéalement la moitié) des atomes se trouvant dans le sous-niveau magnétique $m = 0$ en diffusant élastiquement un photon. Les deux faisceaux sont donc polarisés linéairement selon l'axe x orienté comme sur la figure 2.31. Cet axe est aussi la direction du biais magnétique que l'on met à l'aide de bobines externes positionnées en configuration Helmutz. La polarisation π n'est assurée par un prisme de Glan que sur le faisceau descendant, celle du faisceau ascendant l'est juste par un cube standard. Nous n'avons pas remarqué cependant de condensats parasites dus à des défauts de polarisation.

Des données différentes : quels gains ?

Notre réelle intention était de rendre l'expérience beaucoup plus reproductible pour réaliser un grand nombre de collisions avec le plus possible d'atomes sur le halo (tout en restant dans le régime spontané de création de paires individuelles). Le choix de refaire des collisions à partir d'un condensat piégé optiquement a été motivé par les expériences de mélange de spins durant lesquelles le montage expérimental nous a donné une impression de robustesse et permettait de prendre plusieurs centaines de fichiers de données pendant une demi-journée sans aucun problème. De plus, l'étude du nombre de paires diffusés lors d'une collision entre deux nuages ultra-froids faite au paragraphe 2.2.1 nous a indiqué qu'il est beaucoup plus efficace de faire collisionner les condensats selon leur axe long. Pour faire cela, le seul moyen qui ne soit pas limité par notre montage expérimental (et en particulier ses accès optiques) a été d'utiliser des faisceaux contra-propageants. Une telle collision doit générer un halo de collision dont le rayon est approximativement donné par la moitié de la vitesse relative des nuages qui est dans ce cas $2v_{rec}$. La moindre vitesse initiale donnée au condensat avant la collision ferait tomber le halo sur le bord du détecteur et on louperait une partie de celui-ci. L'inconvénient d'un schéma de collision avec des faisceaux contra-propageant est qu'il était impossible d'utiliser, dans le laps de temps que l'on s'était accordé pour refaire cette expérience et avec l'état de notre montage expérimental à ce moment-là, un faisceau ou un couple de faisceaux pour réaliser un transfert Raman sans donner de vitesse initiale. La rampe radio-fréquence nous a semblé être un bon compromis entre stabilité, efficacité et simplicité à mettre en œuvre pour remplacer un transfert optique. Les changements effectués ont payé puisque nous avons pu sans difficulté prendre 3600 fichiers de données en quelques jours avec une meilleure statistique (voire presque trop bonne, voir figure 2.32). La collision s'effectuant maintenant sur l'axe long, les effets dus à l'anisotropie du condensat, comme ceux sur le rayon que l'on a discuté au paragraphe 2.3.1 ou ceux qui semblaient avoir un effet sur nos premiers résultats de réduction des fluctuations, sont désormais noyés dans les condensats que l'on va retirer. Le halo de collision a ainsi l'air assez propre comme l'atteste la figure 2.33.

Il existe cependant quelques défauts dans cette configuration. L'un d'eux vient du fait que les deux faisceaux qui nous sert à faire notre diffusion élastique et à mettre en mouvement une partie du condensat viennent physiquement du même faisceau que l'on a divisé en deux avec un cube polariseur. Ceci pose un problème de réglage fin puisque nous n'avons aucun contrôle sur la fréquence relative entre les deux bras. Or nous avons remarqué que ce réglage est tout à fait crucial pour faire une impulsion $\pi/2$ précise au paragraphe 2.2.2. En pratique, la probabilité qu'un atome diffuse un photon de manière stimulée dépend du produit des intensités des deux faisceaux $I_{\uparrow}I_{\downarrow}$ et de la différence de

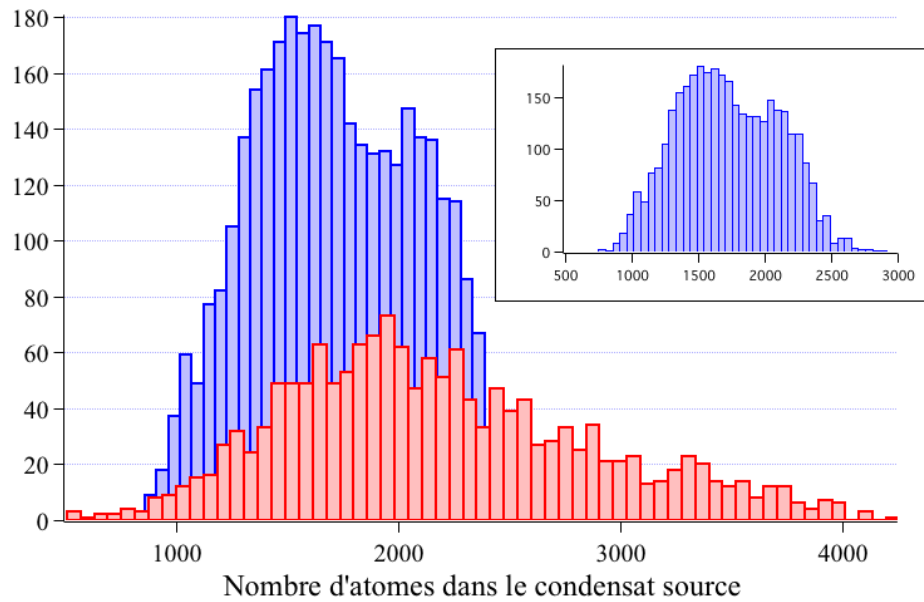


Figure 2.32 Histogramme du nombre d'atomes détectés dans les condensats piégés optiquement qui ont collisionné. La distribution est bien plus étroite que celle tracée pour des condensats piégés magnétiquement.

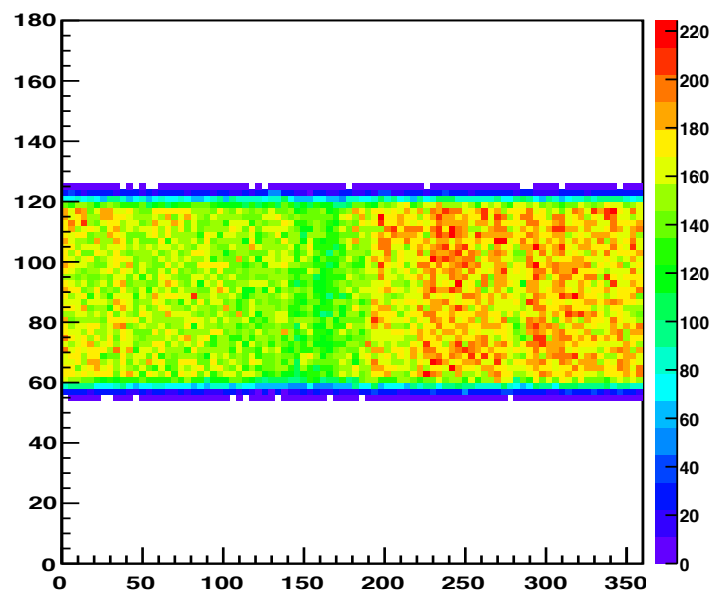


Figure 2.33 Carte à deux dimensions du halo déplié. La figure est similaire à celle 2.26 et montre qu'il n'y a plus de point chaud constitué d'atomes non corrélés. La raison pour laquelle le halo présente deux régions de densité bien distinctes n'est pas comprise. Cela a néanmoins peu incidence sur les fluctuations que l'on mesure par la suite.

fréquence entre les deux faisceaux (qui est nulle dans notre cas) : il y a donc autant de chance de diffuser un photon dans le faisceau ascendant que dans celui descendant. On ne peut alors avoir au minimum que trois condensats qui vont collisionner entre eux : celui dont les atomes ne diffusent aucun photon et ceux qui reçoivent une quantité de mouvement telle que leur vitesse à rapport au premier condensat est $\pm 2v_{rec}$. On a ainsi un total trois halos de collisions centrés sur 0 et $\pm v_{rec}$ dans l'espace des vitessesⁱ. Le nombre d'atomes diffusés par sphère est évidemment diminué par rapport au cas où on aurait seulement deux condensats qui contiendrait chacun la moitié des atomes du condensat initial. Néanmoins, nous avons tenté de maximiser ce nombre en équilibrant le nombre d'atomes entre les trois condensats ce qui, au passage, est réalisé par une impulsion que l'on ne peut plus vraiment appeler $\pi/2$. Nous verrons cependant qu'avoir deux halos de collisions va nous permettre de rejeter du bruit de l'un à l'autre et ainsi purifier l'un des deux.

Fonctions de corrélations : régime 1D et fluctuations de phase.

Pour s'assurer que nos opérations conduisent toujours à créer une source de paires d'atomes corrélées, nous traçons les nouvelles fonctions de corrélation à deux corps de la même manière que [Perrin 2007b] (voir la section 1.2.2 pour plus d'informations sur les fonctions de corrélation). La figure 2.34 représente la fonction de corrélation opposée $g_{opp}^{(2)}(-\mathbf{v}, \mathbf{v} + \delta\mathbf{v})$ qui nous confirme bien que la collision émet bien toujours des paires d'atomes.

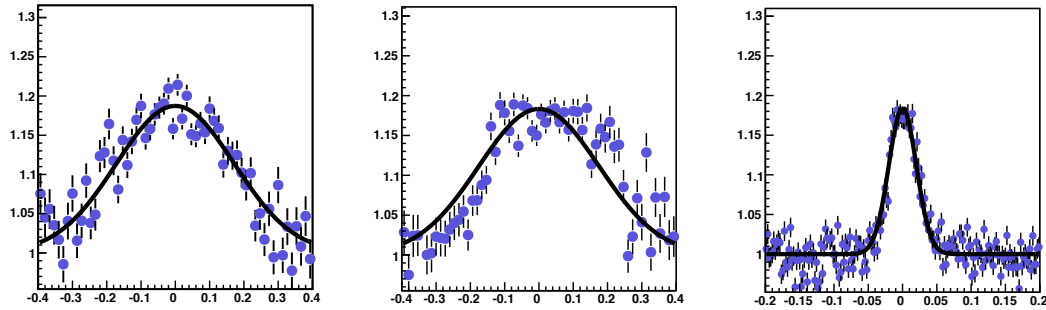


Figure 2.34 Projections sur les trois axes X, Y et Z de la fonction de corrélation normalisée du second ordre dans des directions opposées. Elle indique que les atomes sont bien émis par paires : la probabilité de trouver un atome sur un point du halo est augmentée si on a déjà détecté un atome dans une petite zone autour du point opposée. La taille de cette zone définit une largeur de corrélation.

Par des raisonnements de conservation d'impulsions et en se rappelant que la dispersion en vitesse des atomes dans le piège est plus important selon les axes courts, on peut comprendre pourquoi la largeur de la projection de la fonction de corrélation sur l'axe vertical z doit être plus faible. Cependant, la raison pour laquelle nous ne retrouvons pas le rapport d'aspect du condensat reste inconnue. Un point important sur lequel nous

i. Le rayon du halo entre les deux condensats extrêmes (en mouvement à $\pm 2v_{rec}$) est tellement grand ($4v_{rec}$) qu'il ne tombe pas entièrement sur le détecteur. Il ne sera pas étudié par la suite.

reviendrons au chapitre 3 est le fait que l'on n'est plus limité par la résolution du détecteur puisque l'axe court de la fonction de corrélation est maintenant l'axe sur lequel la résolution de notre détecteur est excellente (voir annexe A.3.5). La fonction de corrélation a été ajustée par une fonction gaussienne à trois dimensions :

$$F_{\text{opp}}(\delta\mathbf{v}) = 1 + \gamma_{\text{opp}} \exp\left(-\sum_{\alpha} \frac{\delta v_{\alpha}^2}{2\sigma_{\alpha}^2}\right) \quad (2.47)$$

qui donne les paramètres suivantes :

Amplitude γ_{opp}	Largeur radiale σ_{\perp}	Largeur longitudinale σ_{\parallel}
0.19	$1.7 \times 10^{-1} v_{\text{rec}}$	$2 \times 10^{-2} v_{\text{rec}}$

Nous pouvons d'autre part observer que les atomes d'hélium-4 ne se comportent pas comme de simples boules de billard et font intervenir la statistique de Bose-Einstein au travers de la manifestation de l'effet Hanbury Brown et Twiss [Hanbury Brown 1956a] pour des paires dont les atomes sont émis dans des directions quasi-parallèles. Ceci est une signature du caractère ondulatoire des atomes diffusés et peut être compris par des effets d'interférences quantiques [Mølmer 2008]. La fonction de corrélation colinéaire dont les projections sur les trois axes de l'espace des vitesses sont tracées sur la figure 2.35 définit la taille d'un mode diffusé au travers de ses largeurs.

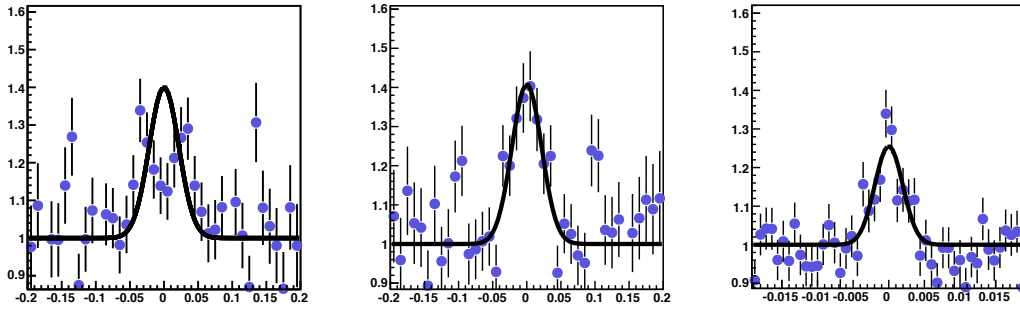


Figure 2.35 Projections sur les trois axes X, Y et Z de la fonction de corrélation normalisée du second ordre dans des directions quasi-identiques. Elle est une signature du caractère chaotique de notre source de paires au travers de la manifestation de l'effet HBT et de l'observation d'un groupement de paires. Le fait que la largeur est dix fois plus faible que celle de la fonction de corrélation opposée est inattendu.

Un ajustement de cette fonction $g_{\text{col}}^2(\mathbf{v}, \mathbf{v} + \delta\mathbf{v})$ par une gaussienne de même forme que la précédente (voir formule (2.47)) donne de manière similaire les paramètres suivants :

Amplitude γ_{col}	Largeur radiale ζ_{\perp}	Largeur longitudinale ζ_{\parallel}
0.35	$2.2 \times 10^{-2} v_{\text{rec}}$	$1.1 \times 10^{-3} v_{\text{rec}}$

Si la largeur de la fonction $g_{\text{col}}^2(\mathbf{v}, \mathbf{v} + \delta\mathbf{v})$ est uniquement déterminée par l'effet Hanbury Brown et Twiss, on en déduit alors que celle-ci doit être reliée à l'inverse de la taille

spatiale de la source par l'équation suivante [Viana Gomes 2006] :

$$\zeta'_\alpha = \frac{\hbar}{\sqrt{2}ms_\alpha} \quad (2.48)$$

où s_α est la taille de la source dans la direction α . En considérant un profil de Thomas-Fermi (équation (2.13)) pour 10^5 atomes et les fréquences de piégeage données au paragraphe 2.4.5, on détermine alors que les largeurs théoriquement attendues sont :

Amplitude γ_{th}	Largeur radiale ζ'_\perp	Largeur longitudinale ζ'_\parallel
1	$4.3 \times 10^{-2} v_{\text{rec}}$	$0.2 \times 10^{-3} v_{\text{rec}}$

L'amplitude théorique lors d'un groupement de particules est de 2 (qui correspond à la valeur écrite $\gamma_{\text{th}} = 1$ dans le tableau ci-dessus compte tenu de la définition de la fonction d'ajustement). Nous nous attendons effectivement à cette valeur dès lors que l'on suppose que le processus de création de paires est spontané, autrement dit chaotique.

Il existe par ailleurs une différence bien plus importante avec les précédentes réalisations de cette expérience. Jusqu'à présent, les largeurs des fonctions de corrélation étaient similaires et un ansatz gaussien permettait de connecter ces deux largeurs à un facteur $\sqrt{2}$ près [Mølmer 2008]. Depuis l'installation du piège optique, les fonctions de corrélations sont radicalement différentes : leurs largeurs diffèrent d'un facteur 10 ce qui semble dire qu'une paire d'atomes serait diffusée sur une zone qui contiendrait non pas un mais plusieurs modes. Ces deux différences ne sont pour l'instant pas totalement comprises mais quelques calculs préliminaires semblent confirmer d'éventuels effets causés par le fait que notre condensat, très allongé, serait proche d'un régime à une dimension.

2.4.6 Résultats dans le piège dipolaire

Cette dernière génération du montage expérimental a rendu les données assez propres pour que l'on puisse s'abstenir d'utiliser certaines astuces d'analyse pour faire ressortir la réduction des fluctuations. Par exemple, nous pouvons maintenant calculer les fluctuations V_{i-j} directement à partir de la distribution \mathcal{M} définie par l'équation (2.42) grâce à la formule :

$$V_{i-j} = \frac{\langle (N_i - N_j)^2 \rangle - \langle N_i - N_j \rangle^2}{\langle N_i + N_j \rangle} \quad (2.49)$$

Les crochets correspondent à la moyenne sur les $N_r = 3600$ réalisations de collision. Comme au paragraphe 2.4.3, la normalisation est telle que les zones non corrélées (limitées au bruit de grenaille) doivent avoir une variance V_{i-j} qui vaut 1. Pour les zones corrélées, on s'attend à ce que V_{i-j} soit inférieure à 1. Cette large statistique nous offre la possibilité de partager la sphère en un nombre de zones plus importantes qui vaudra dorénavant $N_Z = 8$ (la géométrie de l'analyse est exactement celle présentée sur la figure 2.25).

La variance V_{i-j} pour chacun des 120 couples a ainsi été calculée. Elles sont présentées sur la figure 2.36 en rouge pour les zones opposées et en bleue pour toutes les autres.

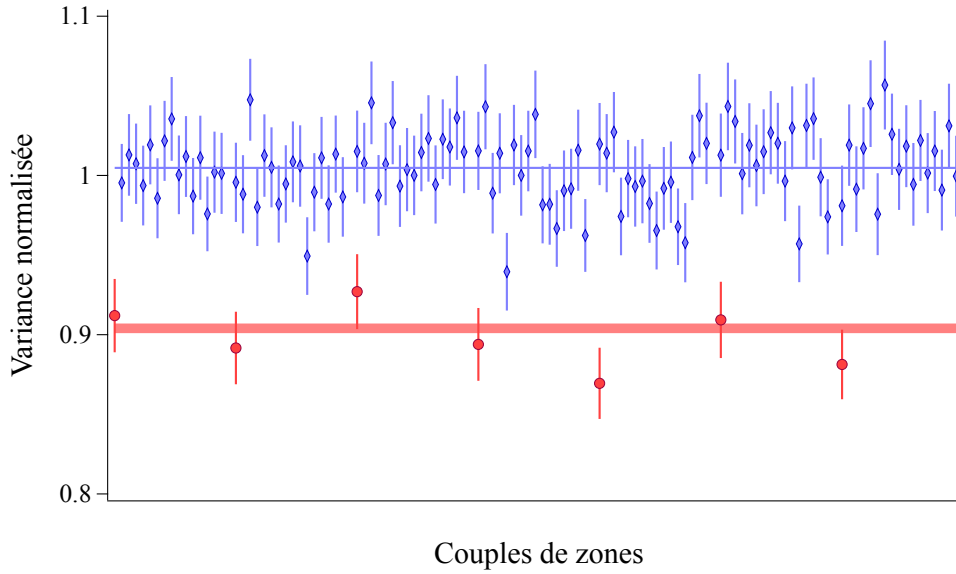


Figure 2.36 Variance pour chaque couple de zones. Tous les couples de zones opposées sont indiqués en rouge et présentent une variance réduite d’une dizaine de pourcents. Les 112 autres couples de zones (en bleu) ne sont pas corrélés entre eux, *a priori*. Leur variance renormalisée vaut 1. Les barres d’erreurs sont calculées à partir de la formule (2.50). Les lignes horizontales sont les valeurs moyennes des variances de chacun des deux ensembles. Leur largeur traduit l’erreur sur cette moyenne en supposant que tous les couples sont indépendants.

Nous voyons effectivement que la majorité des couples de zones non opposées présente des fluctuations attendues, proches du bruit de grenaille tandis que les couples corrélés sont très nettement sous cette limite du bruit de grenaille démontrant ainsi qu’il y a bien une réduction des fluctuations de la différence de populations pour des zones qui interceptent des paires d’atomes corrélés. Les barres d’erreurs sont calculés à partir de la formule suivante [Stuart 1987] :

$$\delta V_{i-j}^2 = \frac{1}{N_r} \frac{\langle (N_i - N_j)^4 \rangle - \langle (N_i - N_j)^2 \rangle^2}{\langle N_i + N_j \rangle} \quad (2.50)$$

Les deux lignes horizontales sont la moyenne pour chaque ensemble, leur largeur représente l’écart type en considérant que tous les couples sont indépendants.

$$\bar{V}_{opp} = 0.904 \pm 0.008 \quad (2.51)$$

$$\bar{V}_{Nopp} = 1.005 \pm 0.002 \quad (2.52)$$

La figure 2.37 donne un autre exemple montrant que les données prises avec la dernière génération du montage sont beaucoup plus simple à interpréter. Elle est à mettre en parallèle de la figure 2.29 dont elle est l’équivalent. Le comportement particulier des données de la précédente génération dont on attribue la cause à ces surintensités sur le halo de collision disparaît et laisse place à un comportement attendu où les couples corrélés

sont bien séparés de tous les autres et sont sous la limite fixée par le bruit de grenaille.

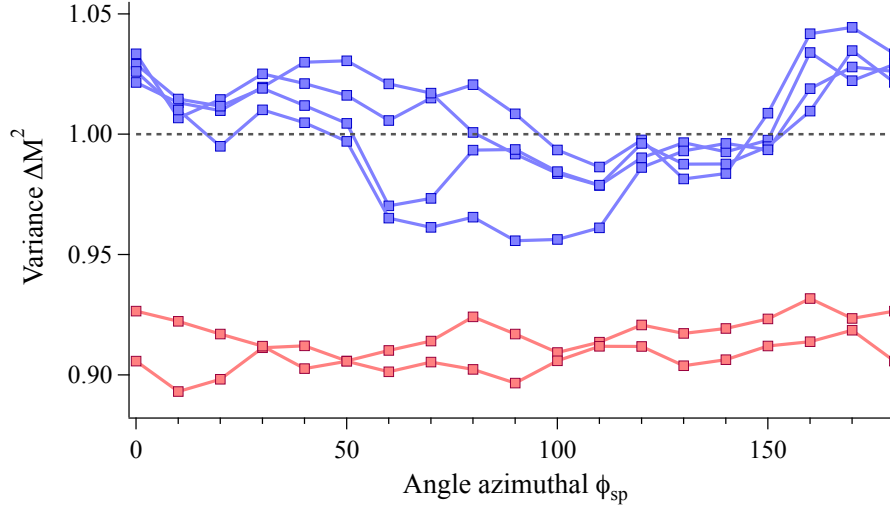


Figure 2.37 Variance V_{i-j} pour différentes coupes du halo (similaire à la figure 2.29). Les deux ensembles sont maintenant bien séparés et ne présentent plus un comportement inattendu.

Ces observations sont à mettre en parallèle de celles d'états comprimés faites avec des photons corrélés et renforce l'idée d'une analogie très forte entre notre réalisation de mélange à quatre ondes de matière et les phénomènes de conservation paramétrique à l'aide de cristaux non-linéaires en optique photonique quantique. La suite de cette partie va s'attacher à comprendre quantitativement les valeurs de bruits.

2.4.7 Sources de bruits

Les résultats obtenus dans la partie 2.4.6 confirment en partie nos intuitions. Malgré le fait que les fluctuations de la distribution \mathcal{M} sont bien sous le bruit quantique, on peut objecter qu'elles sont très loin d'être comme l'on s'attendait. En effet, dans un monde parfait, des collisions binaires qui résulteraient d'une collision propre entre deux condensats de Bose-Einstein doivent donner une variance nulle. Dans cette section, nous allons partir à la chasse des principales causes de bruits qui rendent notre réduction des fluctuations de la différence du nombre d'atomes moins évidente. Nous verrons que l'efficacité quantique de notre détecteur d'atomes uniques est le principal défaut de cette expérience. Mais nous remarquerons, par ailleurs, que d'autres sources tendent à augmenter les fluctuations et enfin qu'il existe une limite intrinsèque qui nous donne une borne inférieure théorique.

Rôle de la détectivité

Pour comprendre l'effet de l'efficacité quantique sur notre mesure des fluctuations de \mathcal{M} , nous pouvons reprendre nos deux sources \mathcal{S}_A et \mathcal{S}_C qui nous ont servi de modèles

au paragraphe 2.4.1. Dans le cas parfait où la détectivité η vaut 1, compter un atome émis par la source \mathcal{S}_C dans une partie du halo nous assure de détecter son partenaire dans la direction opposée : la variance $\Delta\mathcal{M}_C^2$ doit donc valoir 0. Par contre, dès lors que la détectivité n'est pas égale à 1, la probabilité de détecter n atomes parmi \mathcal{N} émis dans un ensemble \mathcal{E} suit une loi binomiale :

$$\mathcal{P}_\eta(n, \mathcal{N}) = C_{\mathcal{N}}^n \eta^n (1 - \eta)^{\mathcal{N} - n} \quad (2.53)$$

La densité de probabilité globale que l'on doit considérer est alors le produit de deux lois binomiales pour chaque ensemble $\mathcal{E}_{i,j}$ avec la condition $N_i = N_j = N/2$ qu'implique la génération de paires. Ceci nous permet de calculer la variance de \mathcal{M}_C qui se met sous la forme

$$\Delta\mathcal{M}_C^2 = (1 - \eta) \eta N \quad (2.54)$$

où N est le même que celui utilisé au paragraphe 2.4.1, c'est-à-dire la valeur moyenne de la somme des nombres d'atomes dans les deux zones i et j créés réellement par la source. La quantité ηN représente donc le nombre d'atomes détectés en moyenne dans ces mêmes zones. L'équation (2.54) signifie, en fin de compte, que notre mesure des fluctuations de la différence du nombre d'atomes sera détériorée à cause de notre efficacité quantique imparfaite. En supposant que le seul facteur limitant est cette détectivité, on peut alors lui donner une borne inférieure telle que :

$$1 - \eta_{min} = \bar{V}_{opp} \simeq 0.9 \Rightarrow \eta_{min} \simeq 10\% \quad (2.55)$$

Cette valeur préliminaire vient confirmer plusieurs autres mesures indépendantes faites en mesurant la température au seuil de condensation [Partridge 2010] ou par comparaison avec une méthode optique [Jeltes 2007] qui donnait une estimation de η d'une dizaine de pourcents.

Dans le cas de la source aléatoire de particules \mathcal{S}_A que nos collisions simulent si l'on considère des zones non opposées, l'ajout d'un facteur aléatoire supplémentaire ne change rien à la physique où la détectivité η serait parfaite et, par conséquent, les distributions de particules dans la zone i et j doivent toujours suivre une loi binomiale sans aucune corrélation entre elles. Tout se passe comme si le taux d'émission de particules de la source \mathcal{S}_A avait été réduit d'un facteur η :

$$\langle N_i \rangle = \langle N_j \rangle = \frac{\eta N}{2} \quad (2.56)$$

On s'attend donc à ce que la valeur moyenne de la différence de populations entre les zones non corrélées vaille toujours zéro si la détectivité est homogène sur le détecteur et que les fluctuations soient limitées au bruit de grenaille dorénavant donné par le nombre d'atomes détectés :

$$\Delta\mathcal{M}_A^2 = \eta N \quad (2.57)$$

Finalement, malgré le fait que la détectivité finie et plutôt mauvaise de notre détecteur semble un facteur limitant pour observer une réduction importante des fluctuations, nous sommes toujours en mesure de dissocier les deux schémas que sont le cas aléatoire et le cas corrélé. Les variances mesurées sur la figure 2.36 étant normalisées à partir des nombres d'atomes détectés ηN (et non pas du nombre d'atomes réellement dans les

zones), elles sont rendent bien compte alors des estimations faites dans ce paragraphe sur les effets de détectivité finie de nos galettes à micro-canaux et nous voyons déjà que cette dernière explique principalement la valeur de la variance mesurée expérimentalement pour les zones qui présentent des corrélations.

Sources de bruits à un atome

A la détectivité finie de notre détecteur s'ajoute différents bruits qui simule une mauvaise efficacité quantique. Ces sources de bruits sont toutes celles qui peupleraient notre halo de collision avec des atomes non corrélés. En particulier, tout processus qui crée des atomes uniques sur la halo est néfaste puisque lors du calcul de la distribution \mathcal{M} , on chercherait un partenaire dans la zone partie opposée qui n'existerait pas. Plus ces effets sont importants, plus notre estimation de la détectivité à partir des valeurs obtenues sur la figure 2.36 est éloignée de la valeur réelle.

Emission spontanée Nous avons déjà évoqué de telles sources de bruits auparavant. La première est l'émission d'atomes individuels par réémission spontanée d'un photon. On peut calculer, à l'aide de l'intensité du faisceau I et du désaccord Δ , le nombre d'atomes qui diffusent un photon d'un des faisceaux de diffraction à partir de la formule :

$$N_{\text{sp}} = \Gamma^3 \frac{I \tau}{24 I_{\text{sat}} \Delta^2} N_{\text{BEC}} \quad (2.58)$$

où l'intensité de saturation I_{sat} vaut pour l'hélium métastable 0.167 mW/cm^2 (Γ est la largeur de raie). Pour une durée de $\tau = 2.5 \mu\text{s}$ et en considérant un nombre d'atomes dans le condensat de $N_{\text{BEC}} = 10^5$, on doit détecter 100 atomes diffusés optiquement pour une puissance de 20 mW et une taille de faisceau de 2 mm à $1/e^2$. Ceci est à comparer avec la moyenne de 200 atomes qui collisionnent ce qui donne ainsi environ un atome sur trois sans partenaire. Si on suppose le temps d'un instant une efficacité quantique de notre détecteur parfaite, ce phénomène simulerait alors une détectivité de $\eta_{\text{sp}} = 0.66$ dans notre analyse des fluctuations et la variance minimale que l'on pourrait mesurer serait donc de $\Delta \mathcal{M}_{\text{C,sp}}^2 \simeq 0.33 > 0$.

Dans la première génération de l'expérience (celle avec le piège magnétique), la géométrie des faisceaux était telle que le halo de collision et la sphère d'atomes créée par des émissions spontanées de photons se croisaient seulement en un nombre fini de points [Krachmalnicoff 2009]. Une petite découpe permettait de supprimer le problème. Mais dès lors que l'on utilise des faisceaux contra-propageants, ces deux objets deviennent alors superposés. En effet, d'un côté nous avons un halo de collision obtenu à partir d'atomes dont leur vitesse relative est de $2v_{\text{rec}}$ et de l'autre, l'absorption d'un photon de l'un des deux faisceaux puis l'émission isotrope d'un autre photon d'impulsion crée une sphère dite d'émission spontanée dont le diamètre vaut lui-aussi $2v_{\text{rec}}$. A cause de la colinéarité des faisceaux, ces deux halos de même rayon se retrouvent avoir aussi les mêmes centres. Le problème détaillé quelques lignes plus haut apparaît alors car nous ne pouvons pas faire la distinction entre les atomes qui auront subi une collision et ceux qui auront juste émis un photon spontané. Nous avons déjà tenté d'ailleurs une configuration avec des faisceaux colinéaires auparavant mais avec la capacité de modifier la fréquence relative de ces derniers. Ceci nous avait permis de n'avoir qu'un seul halo de

collision mais nous avons alors malheureusement remarqué que les fluctuations dues à l'émission spontanée noyaient totalement la réduction des fluctuations que l'on espérait observer.

L'astuce mise en place afin d'éviter cette pollution par des atomes spontanés est de purifier l'un des deux halos. Pour cela, il faut revenir sur le fait que l'émission spontanée dépend de l'intensité du faisceau au travers de l'absorption qui la précède (formule (2.58)). Pour avoir moins d'atomes parasites dans un halo, il suffit alors de diminuer la puissance du faisceau correspondant (L_2 dans notre cas) tout en augmentant la puissance de l'autre faisceau (L_3) afin de garder constant la fréquence de Rabi à deux photons pour ainsi toujours avoir une séparation équilibrée et un nombre maximal d'atomes qui subissent une collision. De cette façon là, on transfère en quelques sortes les mauvais atomes d'une sphère à l'autre et on est capable de détecter, en fin de compte, une moyenne de 3 atomes spontanés pour 200 atomes diffusés (détectés) par collision pour le halo du bas (celui activement étudié) alors que l'on trouve une centaine d'atomes spontanés dans celui du haut. A partir de là, on peut appliquer immédiatement la méthode pour mesurer les fluctuations au halo bruité. Comme attendu, on trouve une réduction moindre : les fluctuations valent $V_{\text{bas}} = 0.94 > 0.9$ pour les zones corrélées. Ceci correspond pas trop mal à l'estimation $V = 1 - \eta(1 - V_{\text{sp}})$ où V_{sp} passe d'une valeur petite ($3/200$) pour le halo du bas à environ 0.5 pour celui du haut.

Collisions entre différents états de spin Un autre effet dont les conséquences sont similaires est la collision entre des atomes qui sont dans les sous-niveaux $m = \pm 1$ et des atomes dans $m = 0$. Jusqu'à présent, nous nous sommes toujours intéressés à des collisions entre atomes dans $m = 0$ par soucis de propreté : nous évitons d'avoir un halo distordu lors de la chute en utilisant un fort champ magnétique inhomogène pour pousser tous les atomes qui ne seraient pas dans le sous-niveau magnétique $m = 0$. Cependant, puisque notre rampe radiofréquence ne transfère pas tous les atomes dans $m = 0$, certains diffractés dans la classe de vitesse $2v_{\text{rec}}$ peuvent collisionner avec des atomes dans $m = \pm 1$ sans vitesse. Après l'application du champ magnétique inhomogène, les atomes qui sont dans le sous-niveau $m = 0$ seront toujours sur le halo de collision mais sans partenaire. Si l'on considère être dans le meilleur schéma de transfert (dont on donne les détails au paragraphe 4.2.1) où les proportions sont 25%, 50% et 25% pour les états $m = -1, 0$ et 1 , on se rend compte que l'effet devrait être dramatique : pour une paire sur le halo, on trouve également quatre atomes issus d'une collision entre différents états de spin. Deux de ces atomes ont ensuite été poussés hors du détecteur. Cela revient une nouvelle fois à définir une détectivité effective qui dépendra du ratio entre les bonnes et les mauvaises collisions. Toutefois, si l'on en reste avec un ratio de 1 pour 2, l'efficacité de notre détecteur devrait être réellement bien meilleure que la dizaine de pourcents estimée ce qui nous laisse penser qu'il se passe quelque chose qui nous échappe lors du transfert et que les collisions entre sous-états différents sont inhibées.

Effets de bords

Alors que toutes les sources de bruit décrites au dessus ont une origine expérimentale, il existe un dernier effet qui tient plus de notre procédure d'analyse et qui semble par ailleurs être une limitation intrinsèque à la réduction des fluctuations de la différence du nombre d'atomes entre deux zones du halo de collisions. Cet effet provient du fait que la fonction de corrélation du second ordre calculée pour des directions opposées a une largeur finie (voir Fig. 2.34). Cette largeur de corrélation va avoir pour conséquence qu'un atome proche d'une interface entre deux zones pourra avoir son partenaire non pas dans la zone diamétralement opposée mais dans celle juste à côté. La figure 2.38 est une illustration de cet effet.

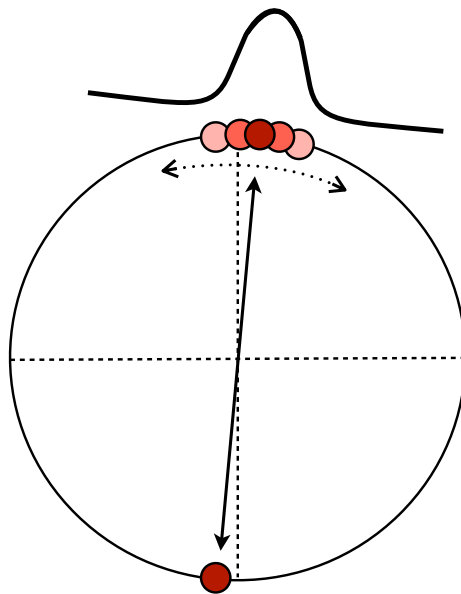


Figure 2.38 Schéma du bruit engendré par notre méthode d'analyse. Lorsque l'on détecte un atome dans une zone (par exemple en bas), son partenaire se trouve dans une zone définie par la fonction de corrélation opposée (courbe piquée sur ce schéma). Si le premier atome est détecté proche d'une interface, son partenaire peut ne pas se trouver dans la zone diamétralement opposée et ne pas contribuer à la réduction des fluctuations.

Ceci a tendance à faussement dissocier les paires lors du calcul de la distribution \mathcal{M} et donc à perturber notre mesure de réduction de fluctuations. On peut étudier cet effet en observant comment notre mesure des fluctuations varie lorsque l'on augmente le nombre de coupes. On s'attend à ce que plus le nombre d'interfaces augmente, plus il y a de chances qu'on loupe des partenaires dans les zones opposées, moins la réduction des fluctuations doit être visible. La grande statistique que nous a permis de prendre la nouvelle génération du montage expérimental est une nouvelle fois appréciable puisque l'on peut partager le halo en plusieurs dizaines de zones tout en gardant un signal-sur-bruit acceptable. Les variances de la différence de populations sont reportées sur la figure 2.39 et montrent bien la tendance escomptée.

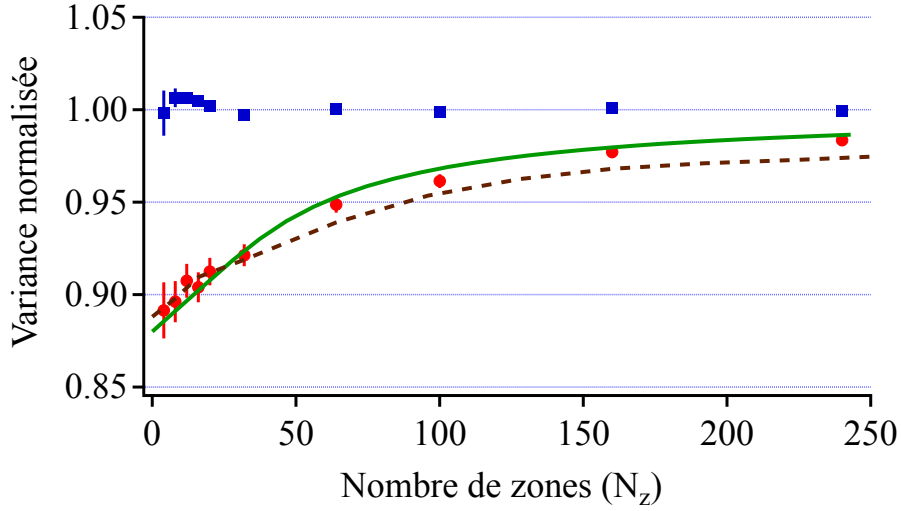


Figure 2.39 Tendence des fluctuations avec le nombre de coupes. Plus on a d’interfaces, plus il y a de risques que les atomes ratent les zones opposées à celle de leur partenaire impliquant une hausse des fluctuations mesurées. Les points bleus sont la valeur moyenne des variances pour les couples de zones non opposées tandis que les rouges sont celle pour les zones opposées. Les barres d’erreurs associées considèrent tous les couples indépendants. La courbe verte est l’ajustement des points expérimentaux pour les zones corrélées tiré du modèle détaillé dans le corps du texte. Celle en pointillés marron vient d’une simulation faite par une équipe collaboratrice.

Ce comportement peut être décrite à l’aide d’un modèle qui tient compte d’une détectivité effective (c’est-à-dire réduite par les différents points décrits juste avant), des largeurs de la fonction de corrélation du second ordre et de la taille des zones. La démarche pour construire ce modèle sera de calculer la probabilité de ne pas compter un atome dans une zone sachant que l’on avait détecter un atome dans la zone diamétralement opposée. Pour cela, on va supposer que la fonction g_{opp}^2 est bien décrite par une gaussienne de demi-largeur a . Un ajustement des fonctions de la figure 2.34 nous donne $a_{\perp} = 0.17 v_{\text{rec}}$ et $a_{\parallel} = 0.02 v_{\text{rec}}$. Dans la suite, nous considérons la fonction de corrélation infiniment fine sur la direction longitudinale, $a_{\parallel}/R \ll 1$ ($R = 1 v_{\text{rec}}$ étant le rayon du halo), et nous supposons donc concrètement que si un atome est dans l’hémisphère nord, son partenaire est dans l’hémisphère sud. Le problème devient alors à une dimension et on cherche ensuite à savoir qu’elle est la probabilité que x_2 soit du mauvais côté de la barrière si l’on détecte un atome à la position x_1 . Cela revient à calculer la somme des deux aires coloriés en rouge sur les figures 2.40 (a) et (b).

Pour une position x_1 donnée, la probabilité de rater la zone opposée est donné par :

$$P_{\text{miss}}(x_1) = \frac{1}{2} \left(\text{Erfc} \left(\frac{x_1}{\sqrt{2a}} \right) + \text{Erfc} \left(\frac{L - x_1}{\sqrt{2a}} \right) \right) \quad (2.59)$$

où la fonction $\text{Erfc}(x) = 1 - \text{Erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-\zeta^2} d\zeta$ est la fonction d’erreur complémentaire. La variable L est la taille d’une zone qui dépend du nombre de coupes que l’on fait par $L = 2\pi R/N_z$ où N_z est le nombre de zones. La probabilité d’avoir un couple qui

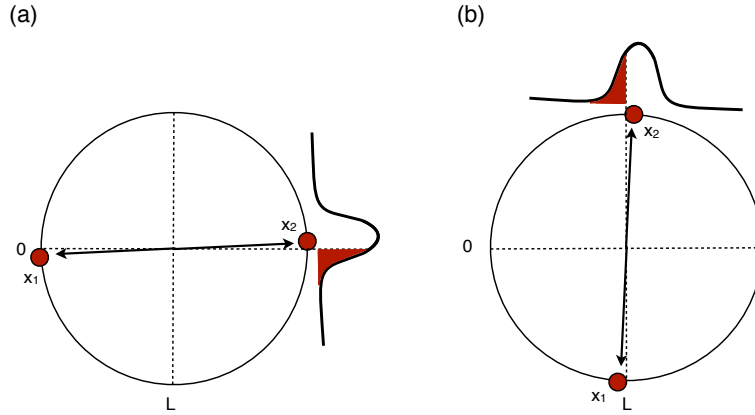


Figure 2.40 Schémas détaillant les termes de la probabilité pour un atome de louper la zone opposée. Cela revient à calculer l'aire en rouge sous la courbe de corrélation opposée que l'on suppose être gaussienne.

ne contribue pas à la réduction des fluctuations est finalement la somme des probabilités pour chaque position x_1 :

$$P_{\text{miss}}(N_Z) = \int_0^L P_{\text{miss}}(x_1) dx_1 \quad (2.60)$$

qui se met sous la forme :

$$P_{\text{miss}}(N_Z) = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(1 - e^{-\frac{L^2}{2}} \right) + \text{Erfc} \left(\frac{L}{\sqrt{2}} \right) \quad (2.61)$$

On peut alors ajuster les points expérimentaux de la figure 2.39 à l'aide de la formule :

$$V_{\text{corr}}(N_Z) = 1 - \eta_{\text{eff}} (1 - P_{\text{miss}}(N_Z)) \quad (2.62)$$

La courbe verte en trait plein est l'ajustement fait en ne gardant comme paramètre libre que la détectivité effective η_{eff} . Elle colle remarquablement bien aux données expérimentales et donne une meilleure estimation de la borne inférieure de l'efficacité quantique de notre détecteur $\eta_{\text{min}} = 12\%$. Ces expériences de collisions ont été simulées par une méthode stochastique de Bogoliubov (par P. Deuar et K. Kheruntsyan) et la même méthode d'analyse que celle décrite au paragraphe 2.4.3 a été mise en œuvre sur les résultats de ces simulations. La courbe en pointillé marron reflète les fluctuations obtenues et leur comportement avec le nombre de coupes en supposant une détectivité de 12% (les différents bruits expérimentaux détaillés précédemment n'ont pas été implantés dans ces simulations). Cette courbe montre la bonne tendance mais semble avoir un problème pour un nombre élevé de coupes qui serait dû à une largeur de corrélation plus étroite dans le cas des simulations. La raison de cette différence avec la largeur mesurée expérimentalement n'est cependant pas encore comprise.

Par ailleurs, ces simulations semblent indiquer que la réduction de fluctuations n'est pas infiniment parfaite et que la variance de la distribution \mathcal{M} tend vers une valeur

d'environ $V_{\text{sim}} = 0.1$. Comme ces simulations n'incluent aucun bruit expérimental, nous supposons que cette limite est intrinsèque à notre processus de collisions et tiendrait son origine des diffusions multiples ou de la température non nulle.

2.4.8 Conclusion

Comme en optique photonique quantique, l'observation d'une réduction des fluctuations sous la limite du bruit quantique constitue une étape forte sur le chemin qui mène à la démonstration de propriétés quantiques telles que l'intrication. Dans cette partie, nous avons eu l'occasion de présenter les différents essais que nous avons faits pour parvenir à démontrer la présence de cette réduction qui, pour le système que nous étudions, a lieu sur les fluctuations de la différence du nombre d'atomes entre deux zones opposées. Le caractère multimode de notre source de paires atomiques nous permet de contre-balancer le faible nombre d'atomes par mode de l'ordre de $N_{\text{mode}} \simeq 10^{-3}$ et d'améliorer le rapport signal-sur-bruit de nos mesures en définissant des zones dont la taille est, dans un premier temps, bien plus grande que la largeur de la fonction de corrélation opposée. La première étude faite sur les données expérimentales présentées dans la partie 2.2.3 a montré des résultats encourageants mais dont la statistique reste, malgré cela, encore trop faible. Ces observations sont devenues réellement sans ambiguïté lorsque l'on a renouvelé l'expérience avec la dernière version de notre montage expérimental. Nous avons pu alors vérifier que ces mesures se comportent bien avec un modèle simple qui tient en compte de l'efficacité quantique et des largeurs de fonction de corrélation : les valeurs de ces deux paramètres calculées à l'aide de ce modèle correspondent à celles déjà mesurées par le passé.

Nous avons déjà mentionné l'intérêt d'utiliser ces paires corrélées dans deux applications qui sont l'interférométrie atomique et la démonstration de la violation d'inégalités de Bell avec des atomes neutres séparés spatialement. Dans le premier cas, à cause de la difficulté d'augmenter le nombre d'atomes dans un condensat, l'utilisation d'états comprimés est alors une bonne alternative pour améliorer le rapport signal-sur-bruit d'un interféromètre atomique. Néanmoins, notre faible nombre d'atomes par mode n'est pas réaliste pour une telle application qui nécessite de créer des états de Fock $|N, N\rangle$ avec $N \gg 1$. La solution que nous avons en tête est de créer une source similaire mais qui sera cette fois-ci monomode. C'est l'objet du paragraphe 2.5.3. La deuxième application (la démonstration de l'intrication) est par contre beaucoup plus simple à interpréter avec un faible nombre d'atomes par mode. Dans ce cas, il y a alors peu de chances que nous manipulions deux paires intriquées en même temps. Notre source possède donc cet avantage que nous tentons d'exploiter au chapitre suivant en présentant un schéma de recombinaison des paires.

2.5 Sources de paires directionnelles

2.5.1 Introduction

La partie 2.4 nous a permis de confirmer la réduction de fluctuations sous le bruit de grenaille que l'on s'attend à avoir pour une source de paires de particules. Néanmoins,

cette expérience ne prouve pas encore que nos paires exhibent des propriétés quantiques qui en feraient des objets intéressants pour l'information quantique. L'étape suivante serait imaginer observer une violation d'inégalités de Bell qui démontrerait l'intrication de nos paires. Nous avons déjà remarqué cependant qu'aucune information ne peut être codée, dans notre cas, sur un état interne des atomes d'une paire. En effet, si l'on fait le choix d'utiliser le nombre quantique magnétique $m = 0, +1$ pour porter l'intrication, la base des états quantiques d'un atome est alors définie par

$$|\psi_{\text{at}}\rangle = |\mathbf{P}, m\rangle \quad (2.63)$$

avec \mathbf{P} l'impulsion de l'atome. On pourrait par exemple créer des paires atomiques dans l'état quantique :

$$|\psi_{\text{paire}}\rangle = \alpha |\mathbf{p} : 0, -\mathbf{p} : 1\rangle + \beta |\mathbf{p} : 1, -\mathbf{p} : 0\rangle \quad (2.64)$$

en faisant collisionner deux condensats dont les atomes seraient dans l'un $m = 0$ et dans l'autre $m = +1$. On parle dans ce cas d'intrication en polarisation. Le problème vient, encore une fois, du très long temps de vol qui ne nous permet pas de contrôler proprement les trajectoires des atomes dont l'état est sensible aux champs magnétiques. On a donc peu d'espoir de manipuler précisément ces paires et le déphasage entre elles.

La solution pour générer de l'intrication ne sera pas donc d'utiliser un état interne des atomes mais plutôt l'impulsion des atomes d'une autre paire virtuelle. L'intrication dit en impulsion est l'essence même des états intriqués utilisés par J. Rarity et P. Tapster avec des paires de photons générées par conversion paramétrique [Rarity 1990a]. Leur expérience et leurs conclusions ont déjà été mentionnées à la section 1.1.4. L'état quantique dans lequel sont nos paires est alors :

$$|\psi'_{\text{paire}}\rangle = \alpha' |\mathbf{p}, -\mathbf{p}\rangle + \beta' |\mathbf{q}, -\mathbf{q}\rangle \quad (2.65)$$

où $\pm\mathbf{p}$ et $\pm\mathbf{q}$ sont les impulsions des atomes des deux paires.

Expérimentalement, la démonstration de la violation d'inégalités de Bell avec ce type d'états passe par la recombinaison des atomes de façon judicieuse tout en contrôlant les déphasages entre les différents trajets de chaque atome à l'aide de $\phi_{a,b}$ (Fig. 2.41). Pour faire cela, des méthodes en optique atomique ont été développées pour simuler des miroirs totalement ou semi-réfléchissants à partir de diffusions de photons que l'on a justement décrites à la section 2.2.2. Malheureusement, elles sont relativement inadaptées dans notre cas à cause de l'isotropie apparente de notre source de paires d'atomes corrélés. En effet, ces miroirs sont conçus à partir de lasers que l'on allume pendant un certain temps pour réaliser une impulsion soit π (miroir), soit $\pi/2$ (miroir semi-réfléchissant). Ces couples de lasers ne peuvent être résonnants qu'avec une seule classe de vitesses définie par la projection de la vitesse des atomes sur l'axe défini par la différence des vecteur d'onde des deux lasers $\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$:

$$\mathbf{v}_{\text{at}} \cdot \Delta\mathbf{k} + \frac{\hbar\Delta\mathbf{k}^2}{2m} = \delta \quad (2.66)$$

avec $\delta = \omega - \omega'$ le désaccord relatif entre les deux faisceaux. Cela signifie que les atomes interrogés par les lasers se trouvent initialement sur un cercle formé par l'intersection d'un plan et de notre halo, comme le montre la figure 2.41. Seuls ces atomes peuvent donc être utilisés pour démontrer que les paires sont belles et bien intriquées en impulsion.

L'autre point important est le déphasage à appliquer sur ces paires. Celui-ci ne semble pas être si compliqué à réaliser : nous voyons, *a priori*, deux manières de le faire qui seraient soit d'utiliser le champ moyen des condensats (le déphasage acquis par une paire est donnée par sa direction, § 2.3), soit en contrôlant la phase des faisceaux qui servent de miroirs.

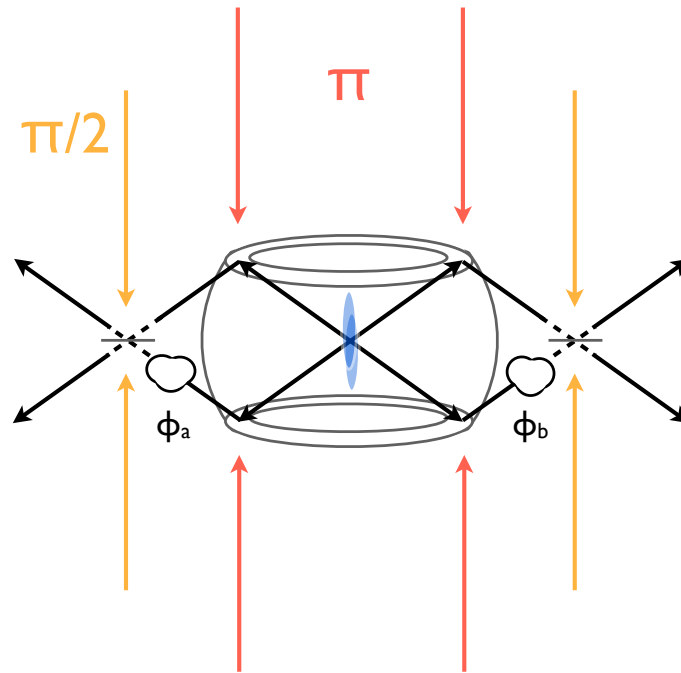


Figure 2.41 Schéma possible de recombinaison des paires atomiques. Une première étape utiliserait des faisceaux laser comme miroirs et fentes pour sélectionner une catégorie de paires. Ces paires sont ainsi dans un état décrit par l'équation (2.65). Ensuite, à l'instant où les atomes sont superposés, un miroir semi-réfléchissant est simulé par une impulsion $\pi/2$, en orange, pour mélanger les atomes. Finalement, ces atomes tomberaient sur le détecteur qui joue le rôle des quatre photodiodes à avalanches en série.

Finalement à cause de la sélection faite, le nombre de paires utiles est ridicule (2% des atomes sur la sphère au maximum, ce qui correspond à une dizaine d'atomes en oubliant la détectivité) et nous obligerait à répéter l'expérience un nombre de fois bien plus important que l'on ait déjà eu l'occasion de faire. Si on ajoute à cela un réglage des lasers pour faire les miroirs qui semble ne pas être aisé, on peut alors douter de la réussite d'une telle entreprise. Il nous apparaît alors que le caractère isotrope et multimode de notre source sera un handicap dès que nous voudrions manipuler ces paires. Notre idée est donc de s'orienter vers un équivalent anisotrope de notre source où les atomes seront émis dans des directions bien définies de l'espace. Nous décrivons deux façons d'en obtenir dans la suite de cette partie. La première est la collision de deux condensats anisotropes : nous verrons que l'expérience décrite jusqu'à présent était à la limite de montrer une stimulation de création de paires le long de l'axe long du nuage atomique. La seconde est de créer une instabilité dans un réseau optique à une dimension. Les paires ainsi créées vérifient des conditions telles qu'elles ne peuplent d'un seul mode.

2.5.2 Mélanges à quatre ondes : collisions entre condensats très anisotropes

L'anisotropie du condensat peut véritablement avoir un effet sur la direction moyenne des paires diffusés lors d'une collision. Par analogie avec la superradiance où les photons sont émis préférentiellement dans la direction longue du condensat par des phénomènes collectifs [Inouye 1999], plusieurs références montrent que la création de paires atomiques peut tout aussi bien être directionnelle lorsque les nuages sources sont très allongés [Pu 2000, Vardi 2002]. En effet, pour la formation de paires atomiques, les équations que doivent vérifier les opérateurs de créations de particules $\hat{c}_{\mathbf{q}}$ dans la direction \mathbf{q} font intervenir un gain $G_{\mathbf{q}}$ qui a une dépendance directionnelle. Les auteurs de [Vardi 2002] ont montré qu'il existait trois régimes différents d'émission de paires pour un condensat de rapport d'aspect α . Lorsque le taux de collision est faible, il n'y a aucune amplification que ce soit dans les modes longitudinaux ou dans les modes transverses : la collision est isotrope. Ceci est également le cas pour un taux très important, l'amplification a lieu dans tous les modes. Entre les deux existe un régime où l'amplification se fait bien dans la direction longue mais pas encore dans les courtes. C'est ce régime qu'il convient d'atteindre.

Nous pouvons regarder, *a posteriori*, dans quel régime nous étions pour les données précédemment étudiées au paragraphe 2.3 où on avait accès au plan du halo qui contenait l'anisotropie du nuage condensé source (voir la figure 2.12 (a)). Les paramètres des ajustements faits sur les profils à une dimension de différentes parties du halo nous avaient alors permis de voir que son rayon varie en fonction de l'angle azimutal ϕ_{sp} . Mais nous pouvons également tirer de ces profils, directement en les intégrant sur l'épaisseur du halo, le nombre d'atomes diffusés pour un angle donné. Si ce nombre dépend de l'angle ϕ_{sp} , c'est-à-dire de la direction, alors nous étions bien dans un régime directionnel qui nous donnerait l'occasion de passer outre ce problème d'isotropie qui nous empêche de manipuler efficacement les paires créées.

Nous rapportons les résultats obtenus sur la figure 2.42. La courbe rouge est principalement utilisée comme guide pour indiquer le comportement attendu dans le cas où on considère un gain qui a la même forme que pour un processus de superradiance [Moore 1999] :

$$G(\phi_{\text{sp}}) = \frac{\mathcal{G}}{\sqrt{\cos^2(\phi_{\text{sp}}) + \alpha^2 \sin^2(\phi_{\text{sp}})}} \quad (2.67)$$

dans laquelle \mathcal{G} est un gain que l'on ne cherchera pas à déterminer et α est normalement le rapport d'aspect de notre condensat. L'ajustement, bien que très loin d'être parfait, nous donne un rapport d'aspect de $\alpha_{\text{fit}} = 1.5$ (la valeur attendue est de $\alpha_{\text{bec}} = 20$) ce qui met un gros bémol à nos conclusions. Ainsi, malgré l'apparente stimulation dans la direction longue du condensat (qui correspond aux angles 0° et 180°), nous ne sommes pas encore en mesure de dire si les paires étaient émises préférentiellement dans la direction longue. L'analyse est néanmoins toujours d'actualité et sera continué en parallèle de la construction d'un nouveau montage optique pour créer des paires uniquement dans deux modes à l'aide d'un réseau optique.

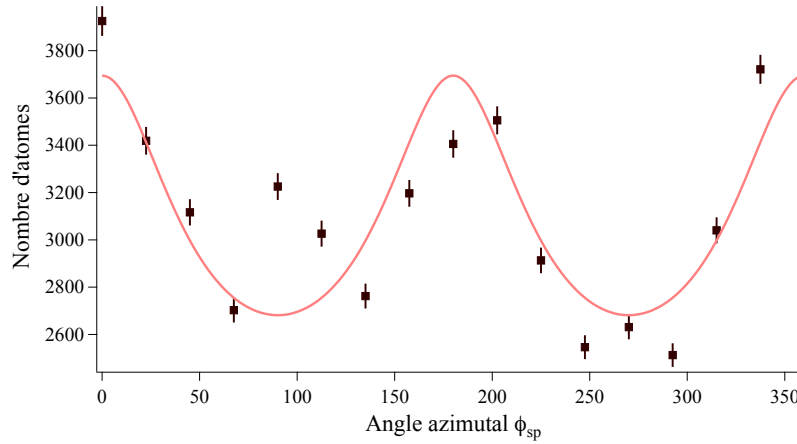


Figure 2.42 Nombre d’atomes diffusés en fonction de l’angle azimutal. Nous nous sommes restreints au plan équatorial comme dans la partie 2.3 et les nombres d’atomes sont moyennés sur les 1700 réalisations. Les points expérimentaux semblent montrer une stimulation des paires émises dans l’axe long malgré le fait que la collision se fait en onde S. Ceci semble aller avec les considérations théoriques [Vardi 2002]. La courbe rouge est l’amplification attendu pour un processus de type superradiance.

2.5.3 Instabilités dans un réseau optique

Une proposition^j émanant de K. M. Hilligsøe et de K. Mølmer décrit un processus de mélange à quatre ondes de matière dans un réseau optique à une dimension [Hilligsøe 2005]. L’origine de ce phénomène est lié à la modification de la relation de dispersion causée par l’utilisation d’un potentiel périodique. Nous allons voir que ceci amène à diffuser les atomes dans deux modes bien distincts et non plus de manière isotrope comme c’est le cas avec les collisions traitées jusqu’à présent. L’idée essentielle est illustrée par la figure 2.43.

Si on s’arrange pour que les atomes ait une impulsion dans le référentiel du réseau $k_0 \neq 0$, une collision peut arriver et les atomes sont alors placés dans deux modes d’impulsion k_1 et k_2 . La conservation d’impulsion impose que :

$$2\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 [Q] \quad (2.68)$$

où Q est le vecteur réciproque du réseau. L’intérêt du réseau apparaît réellement lorsque l’on considère également la conservation de l’énergie

$$2E_0 = E_1 + E_2 \quad (2.69)$$

où la relation des énergies E_i avec l’impulsion n’est plus quadratique. Le réseau optique permet en effet de développer le spectre d’énergie en structure de bandes dont celle de plus basse énergie est représentée sur la figure 2.43. On peut alors trouver, selon k_0 , un couple (k_1, k_2) qui vérifie ces conditions d’accord de phase mentionnées juste au dessus

^j. Une réalisation expérimentale réalisée par une équipe américaine [Campbell 2006] a déjà été présentée au début de ce chapitre (§ 2.1).

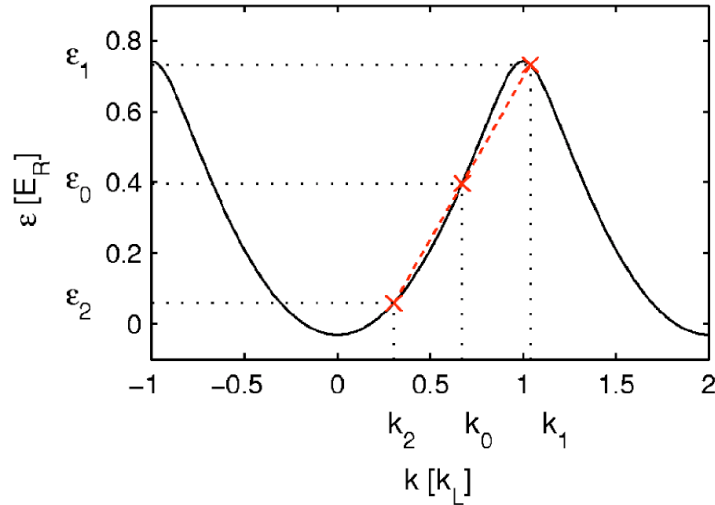


Figure 2.43 Instabilité dans un réseau optique. Lorsque la vitesse relative entre le réseau et le condensat atteint une certaine valeur, les atomes d'impulsion k_0 peuvent collisionner et peupler deux modes k_1 et k_2 qui forment alors des paires d'atomes corrélés. Celles-ci ont bien plus adaptées pour être utilisées dans des expériences plus évoluées [Ferris 2009]. Extrait de [Hilligsøe 2005].

et dont un exemple est illustré par la figure 2.43.

Même s'il faut quand même encore faire attention à ce que les excitations transverses n'influencent pas la dynamique de ce système, nous voyons que le grand intérêt de ce schéma réside dans le fait que les paires sont générées uniquement dans un couple de modes opposés au contraire des mélanges à quatre ondes présentés précédemment. C'est ce caractère monomode qui est intéressant puisqu'il peut nous permettre de générer plus facilement des états de Fock $|N, N\rangle$. Dans le cas multimode de la collision en espace libre, nous avons finalement peu de chance d'obtenir des populations par mode plus grande que 1 (nous l'estimons à 10^{-3} atome par mode). Même si ceci est néanmoins adéquat pour des violations d'inégalités de Bell puisque l'on est très certainement dans le régime de paires individuelles, la génération de paires dans un réseau à une dimension rend un peu plus accessible des expériences d'interférométrie atomique avec des états non-classiques.

2.5.4 Montage expérimental du réseau : perspectives

Avec les désavantages clairement établis de notre source de paires atomiques, nous nous rendons compte que le schéma élaboré par L. M. Hilligsøe et K. Mølmer semble être une nette amélioration. C'est dans ce cadre que nous avons fait table rase de nos éléments optiques pour optimiser leur agencement sur la table optique et mettre en place un montage pour piéger les atomes dans un réseau optique à une dimension. Celui-ci est créé à partir d'un laser de longueur d'onde 1064 nm qui est donc sur le bleu de la résonance de l'atome d'hélium métastable à 1083 nm. Les atomes auront par conséquent tendance à fuir les régions de forte intensité (voir le paragraphe 3.1.1 pour un peu plus d'explication). Notre objectif est donc ici de piéger les atomes aux noeuds de ce réseau entre des barrières de lumière. Néanmoins, ce schéma de piégeage n'est possible que sur

l'axe de propagation du faisceau : il n'y a pour l'instant aucun potentiel piégeant qui retient les atomes sur les deux autres axes. Pour pallier à ce problème, nous avons l'intention de garder notre piège dipolaire dans lequel nous obtenons déjà notre condensat de Bose-Einstein. Les dimensions du nuage dans ce piège extrêmement allongé dans la direction verticale nous indiquent que la seule position possible de notre réseau est également verticale. Dans ce cas-là, nous pouvons espérer peupler environ $n = 2R_{\parallel}/\lambda = 200$ sites^k contre une petite poignée de sites si l'on mettait le réseau suivant un axe court du condensat.

Le laser est un laser Nd:YAG de la compagnie *Innolight GmbH* d'une puissance de 2W. Après une étape de mise en forme du faisceau et d'isolation optique, nous récupérons 1.15 W dans le premier ordre d'un modulateur acousto-optique que nous injectons dans une fibre. L'utilisation d'une fibre optique s'avère être un excellent moyen de filtrer le mode spatial, de garantir qu'aucune lumière (de l'ordre zéro par exemple) n'arrive sur les atomes quand le faisceau est censé être bloqué par le modulateur et surtout découpler le début de la chaîne de la partie qui sert à positionner le faisceau sur les atomes. Dans un premier temps, le réseau sera constitué d'un faisceau rétro-réfléchi et focalisé sur les atomes avec un waist de 200 μm . On obtient ainsi une structure périodique stationnaire dont les barrières de potentiels peuvent monter à $30E_{\text{rec}}$ où $E_{\text{rec}} = \hbar^2 k_{\text{rec}}^2 / 2m$ est l'énergie de recul qui vaut 40 kHz ou 2 μK suivant le système d'unité.

Par ailleurs, nous nous attendons à ce que ce potentiel périodique soit conservatif, c'est-à-dire qu'il ne provoque pas de pertes ou de chauffage de notre nuage. Les propriétés du faisceau auxquelles on doit faire attention sont l'intensité et le désaccord : plus le faisceau va être intense ou proche de résonance, plus important risque d'être le taux de chauffage par diffusion de photons. A partir de ces deux caractéristiques, on peut estimer ce dernier à 6 $\mu\text{K/s}$ à pleine puissance et en prenant le cas le plus défavorable où les atomes voient l'intensité maximale. Bien que nous piégeons nos atomes aux noeuds du réseau, c'est-à-dire là il n'y a pas de lumière, ce chiffre reste celui à considérer : le chauffage est tout aussi important sur le bleu d'une transition que sur le rouge [Gerbier 2010, Pichler 2010]. Par contre, si l'on se restreint à la première bande et que l'on considère donc toute transition sur une autre bande comme une perte, piéger les atomes entre deux barrières lumineuses est préférable.

A l'heure où j'écris ce manuscrit, la mise en place de ce montage est toujours en cours et nous commençons à peine à voir les premiers signes d'atomes piégés dans une structure périodique optique. Le schéma rétro-réfléchi est pour l'instant conservé dans l'idée d'observer et d'étudier la déplétion quantique issue d'un condensat de Bose-Einstein [Dalfovo 1999, Xu 2006]. En particulier, ces excitations élémentaires prennent la forme de quasi-particules de Bogoliubov qui doivent être corrélées en impulsion : on peut faire une correspondance entre une quasi-particule d'impulsion \mathbf{k} et son partenaire d'impulsion $-\mathbf{k}$.

Par la suite, nous souhaiterions étudier les paires créées par une instabilité lorsque le réseau à une vitesse relative par rapport au condensat. Pour mettre en mouvement le réseau par rapport au condensat, nous allons utiliser une différence de fréquence $\delta\nu$ entre les deux ondes progressives qui crée le réseau. Sa vitesse est donc donnée par la formule $v = \lambda \delta\nu / 2$ (λ est la longueur d'onde du laser) ce qui finalement donne l'impulsion

k. la taille d'un site est $\lambda/2$ pour un réseau créé par des faisceaux contra-propageants.

initiale

$$k_0 = \frac{m\lambda}{2\hbar}\delta\nu \quad (2.70)$$

Cette quantité de mouvement devant être de l'ordre de grandeur du module du vecteur réciproque \mathbf{Q} , on trouve pour un réseau constitué de deux faisceaux contra-propageant que la différence de fréquence doit être de l'ordre de $\delta\nu = 100$ kHz. Ceci est très facile à réaliser en séparant le faisceau initial en deux puis en les faisant passer chacun dans un modulateur acousto-optique dont on règle les fréquences des ondes RF pour obtenir la différence $\delta\nu$ calculée.

2.6 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons rapporté les différents résultats de notre étude d'une source de paires atomiques que nous avons obtenus durant ma thèse de doctorat. Les corrélations sont générées par les collisions en onde S entre atomes lors de la division d'un condensat de Bose-Einstein. Les schémas de collisions détaillés dans ce chapitre (§ 2.2) sont inspirés de la première réalisation de mélange à quatre ondes de matière de notre équipe faite juste avant mon arrivée. L'évolution de la géométrie de collision (pour qu'elle se fasse selon l'axe court du condensat) nous a permis dans un premier temps d'étudier les caractéristiques macroscopiques de notre halo de collision (§ 2.3). Nous nous sommes attachés, en particulier, à comprendre pourquoi son rayon n'était pas constant : la forme du halo n'est finalement pas donnée exclusivement par celle de l'harmonique sphérique $Y_0^0(\phi_{sp}, \theta_{sp})$. Nous avons alors trouvé que la conservation de l'énergie doit tenir compte de l'interaction entre atome et qu'un subtil effet dynamique explique cette forme ellipsoïdique. Mais, la portée de ce résultat va bien au-delà de la simple constatation d'une forme inattendue et pose la question du contrôle du déphasage que subit un atome par le potentiel de champ moyen. Si un atome est assez sensible au champ moyen pour que sa vitesse ne soit pas la même s'il est dirigé dans une direction ou dans une autre, la question du déphasage qu'il acquiert à cause de ce même champ moyen a une certaine légitimité. Selon la densité du condensat et le temps que met l'atome à sortir de champ d'interaction avec le nuage, le déphasage peut varier de quelques dixièmes à plusieurs unités ce qui indique qu'il faut y prêter attention. Toutefois, on peut surement retourner cet inconvénient en avantage, puisque cela nous donne justement un moyen de créer un déphasage arbitraire nécessaire pour la démonstration de la violation des inégalités de Bell (§ 2.5).

Le deuxième résultat important de ce chapitre a été l'observation de la réduction des fluctuations de la différence du nombre d'atomes entre deux régions opposées du halo de diffusion (§ 2.4). Un tel mécanisme de création de particules corrélées a déjà été mis en évidence avec des photons générés par conversion paramétrique quelques dizaines d'années auparavant. Nos mesures montrent une réduction des fluctuations de 10% ce qui représente seulement -0.5 dB sans tenir compte des corrections. Nous avons alors traqué les principales sources de bruits dont la principale est la faible efficacité quantique de notre détecteur. Cette mesure de fluctuations nous permet d'ailleurs de fixer une limite inférieure à cette détectivité de $\eta_{\min} = 12\%$. L'incertitude que l'on a de cette valeur est, en fin de compte, déplorable car elle laisse planer le doute sur la valeur réelle des fluctuations et de leur réduction. Elle nous interdit pour le moment d'affirmer une va-

leur impressionnante d'environ -10 dB (après corrections) que nous donnerait la valeur de l'efficacité quantique $\eta = 13\%$ que l'on a estimée de façon indépendante. En outre, la faible valeur de η est un handicap énorme pour ces expériences d'optique atomique quantique. Alors qu'elle était déjà un boulet fatiguant à traîner, elle rend la démonstration de l'intrication de nos paires pratiquement irréalisable car il faut non plus détecter une coïncidence mais quatre. Le temps de prise des données se compte alors en années à raison d'une réalisation toutes les trente secondes. Quelques techniques pourrait nous permettre d'espérer améliorer l'efficacité quantique de notre détecteur, mais nous ne comptons pas gagner un ordre de grandeur. Une solution envisageable serait d'utiliser une détection optique pour laquelle il est maintenant possible d'avoir une résolution atome unique et une très grande efficacité quantique pour des nombres d'atomes faibles. L'atome d'hélium ne serait alors certainement plus le bon candidat (à cause des très faibles efficacités quantiques des caméras à sa longueur d'onde) mais d'autres atomes deviendraient alors très intéressants.

3


Piégeage optique de nuages ultra-froids d'hélium métastable

- Helium floats.
- Ouais, et ben ça serait pas mal qu'il tombe quand même sur le détecteur un de ces jours...

... ENCORE UNE FOIS À LA RECHERCHE
D'UN BEC

Sommaire

3.1 Potentiels lumineux	98
3.2 Piège dipolaire	104
3.3 Résultats préliminaires	114
3.4 Conclusions	118

A possibilité de créer toutes sortes de potentiels à l'aide de faisceaux laser judicieusement employés est sûrement l'un des plus grands atouts des atomes froids. Grâce à cette grande diversité, on peut tout d'abord les utiliser pour piéger des atomes [Ashkin 1986]. Mais les interférences entre différents faisceaux permettent aussi de créer des potentiels périodiques à une, deux ou trois dimensions qui se révèlent des outils extraordinaires pour simuler une partie de la physique de la matière condensée [Bloch 2008]. La diffraction sur un objet diffusant donne des figures de tavelures offrant un potentiel que l'on peut considérer absolument aléatoire et qui ouvre la voie à l'étude des phénomènes liés au désordre [Billy 2008, Roati 2008]. Tous ces potentiels sont non seulement faciles à réaliser mais ils sont par ailleurs très finement contrôlables. Leurs principales caractéristiques sont données par la polarisation, la direction, la taille et la puissance du faisceau qui peuvent être tous ajustés soit de manière fixe avec des éléments optiques pour la direction du faisceau, soit en temps réel au travers d'un modulateur acousto-optique pour sa puissance par exemple.

La portée de ces potentiels optiques va même bien au-delà du domaine des atomes froids puisqu'ils sont utilisés par exemple en biophysique pour piéger des cellules biologiques [Ashkin 1987] ou pour observer la traduction codon par codon par un ribosome [Wen 2008]. La précision qu'offre l'optique permet d'explorer des phénomènes très difficiles à observer autrement.

Ce chapitre mettra l'accent sur la première réalisation d'un potentiel optique sur notre montage expérimental. C'est aussi à notre connaissance la première fois qu'un nuage

d'hélium métastable est piégé et refroidi jusqu'à dégénérescence dans un tel potentiel. Nous développerons un peu plus, dans un premier temps, les motivations physiques qui nous ont poussé à mettre en place un tel dispositif. Nous attaquerons ensuite la description technique de ce dernier tout en donnant ses caractéristiques physiques. Nous finirons par parcourir les quelques résultats préliminaires que nous avons obtenus à l'aide de ce piège dipolaire.

3.1 Potentiels lumineux

3.1.1 Généralités

Un atome mis dans un champ lumineux $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ voit ses niveaux d'énergie se déplacer par effet Stark [Grimm 2000]. L'interaction entre l'atome, de moment dipolaire intrinsèque nul, et ce champ est un équilibre entre deux effets : l'induction d'un moment dipolaire par le champ puis l'interaction de ce moment induit avec ce même champ. Cette interaction est caractérisée par la grandeur complexe α , appelée polarisabilité, à l'aide de la formule suivante :

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}, t) = -\text{Re}(\alpha) |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 \quad (3.1)$$

La suite de ce chapitre décrit une partie des manipulations que l'on peut réaliser avec des faisceaux laser grâce à l'interaction (3.1). Le champ $E(\mathbf{r}, t)$ sera essentiellement un champ électrique oscillant que l'on écrit sous la forme :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\beta} \mathbf{e}_{\beta} E_{\beta}(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega t} + c.c. \quad (3.2)$$

avec ω la fréquence de l'onde laser. La variation spatiale du champ $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ donne lieu à une force conservative $F_{\text{dip}} = -\nabla U_{\text{dip}}$ que l'on nomme force dipolaire.

La polarisabilité rend compte de ce couplage lumière-matière et dépend donc de la fréquence de l'onde lumineuse ω et de l'état interne de l'atome. Plus particulièrement, le signe de la différence entre la fréquence de l'onde laser ω et celle de la transition atomique considérée ω_{He} détermine le signe de la force dipolaire :

- si $\omega - \omega_{\text{He}} < 0$, on dit que l'on est sur le rouge de la transition atomique, la force dipolaire tend à attirer les atomes vers les fortes intensités.
- si $\omega - \omega_{\text{He}} > 0$, on est sur le bleu, la force est dite répulsive.

Cette différence est le désaccord du laser que l'on note par la suite $\delta = \omega - \omega_{\text{He}}$. L'action d'un laser sur un système quantique n'est pas seulement conservatif, il existe également un phénomène d'absorption qui intervient à cause de la partie imaginaire de la polarisabilité. Le système plongé dans ce champ lumineux peut changer de niveau en absorbant un quanta d'énergie du champ. Ce phénomène, décrit par un taux de diffusion Γ_{diff} , est de moins en moins probable au fur et à mesure que la fréquence du laser s'éloigne de celle de la transition entre les niveaux considérés.

La polarisabilité peut se calculer aisément en considérant l'atome comme un système

quantique à deux niveaux [Grimm 2000] et vaut :

$$\alpha = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\Gamma/\omega_{\text{He}}^2}{\omega_{\text{He}}^2 - \omega^2 - i\omega^3\Gamma/\omega_{\text{He}}^2} \quad (3.3)$$

Ceci permet finalement de calculer l'interaction dipolaire et le taux de diffusion dans l'approximation des ondes tournantes ($|\omega_{\text{He}} - \omega| \ll \omega_{\text{He}} + \omega$) que l'on met sous la forme :

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_{\text{He}}^3} \frac{\Gamma}{\delta} I(\mathbf{r}) \quad (3.4)$$

$$\Gamma_{\text{diff}} = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_{\text{He}}^3} \left(\frac{\omega}{\omega_{\text{He}}}\right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\delta}\right)^2 I(\mathbf{r}) \quad (3.5)$$

où $I(\mathbf{r}) = 2\epsilon_0 c |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2$ représente l'intensité du faisceau laser à la position \mathbf{r} . Ces formules (3.4) et (3.5) sont une approximation à faible saturation de formules plus générales que l'on peut trouver facilement dans [Cohen-Tannoudji 1992]. Leur grand intérêt réside dans le fait que le taux de photons émis spontanément diminue beaucoup plus vite que l'interaction dipolaire lorsque l'on augmente le désaccord δ . Ceci signifie que pour un désaccord grand, l'interaction de l'onde lumineuse sera uniquement conservative et permet le piégeage d'atomes en minimisant le chauffage dont la cause est la diffusion spontanée de photons.

Cet aspect conservatif ainsi que la malléabilité des faisceaux laser offrent la possibilité de réaliser de nombreuses configurations afin d'étudier divers phénomènes physiques. La suite de cette partie liste très rapidement les principaux types de potentiels utilisés dans le domaine des atomes froids.

Piège optique La plus simple manifestation de la force dipolaire se rencontre en créant un piège dipolaire grâce à un faisceau désaccordé sur le rouge. Ce faisceau est intentionnellement focalisé sur le nuage atomique pour que les atomes de ce dernier restent au maximum d'intensité. L'ordre de grandeur de la force dipolaire sur un atome d'hélium métastable pour un faisceau horizontal à une longueur d'onde $\lambda_{\text{Er}} = 1547$ nm, d'une puissance de 1 W et de waist $w = 50$ μm est de $F_{\text{dip}} \simeq 10^{-24}$ N ce qui permet de contrer la gravité ($P = 6 \cdot 10^{-26}$ N) et de maintenir les atomes piégés aux alentours du point focal du faisceau. On peut accroître cette force en venant croiser un autre faisceau dont la polarisation est orthogonale au premier sur le nuage pour augmenter la profondeur du piège et réduire sa taille spatiale (voir Fig. 3.1).

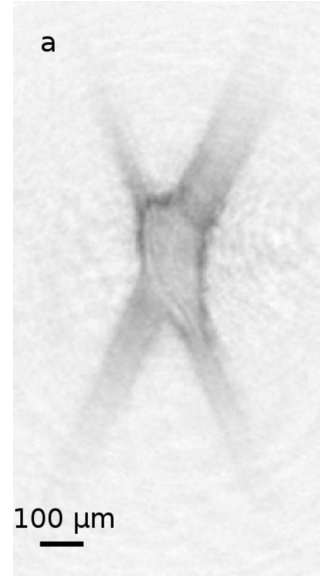


Figure 3.1 Image in situ d'un nuage froid piégé dans un potentiel optique croisé. Le nuage d'atomes de rubidium est visible au centre. Les bras du piège apparaissent car certains atomes un peu plus chauds explorent des régions périphériques du piège. Extrait de [Brantut 2008].

Notons au passage le grand avantage de travailler avec un atome léger comme l'hélium. Dans le cas d'un faisceau vertical, la taille caractéristique qui donne l'ordre de grandeur de la force dipolaire n'est plus le waist mais la longueur de Rayleigh qui est de 5 mm. La force est alors cent fois plus faible et devient du même ordre de grandeur que le poids d'un atome d'hélium. A titre de comparaison, l'atome de rubidium est vingt fois plus lourd ce qui oblige d'utiliser vingt fois plus de puissance lumineuse à même désaccord.

Propagation d'ondes de matière guidées Le piégeage au fond d'un puits est un cas extrême où toutes les directions de l'espace sont confinées car l'énergie cinétique des particules est inférieure à la profondeur du puits. On peut cependant imaginer des configurations dans lesquels certaines directions sont libres en réalisant alors des guides atomiques à une ou deux dimensions. Par exemple, on peut pallier à la limitation des lasers à atomes verticaux où la longueur d'onde de de Broglie n'est pas constante [Hagley 1999, Cennini 2003] en utilisant un faisceau laser désaccordé sur le rouge pour guider les atomes horizontalement sur quelques millimètres [Guerin 2006]. On peut encore relâcher une autre direction et obtenir des expansions à deux dimensions d'un nuage ultra-froid. De nombreux phénomènes physiques ont justement des comportements très singuliers dans cette dimension comme l'effet Hall fractionnaire [Tsui 1982, Störmer 1999] ou l'apparition de vortex [Schweikhard 2007].

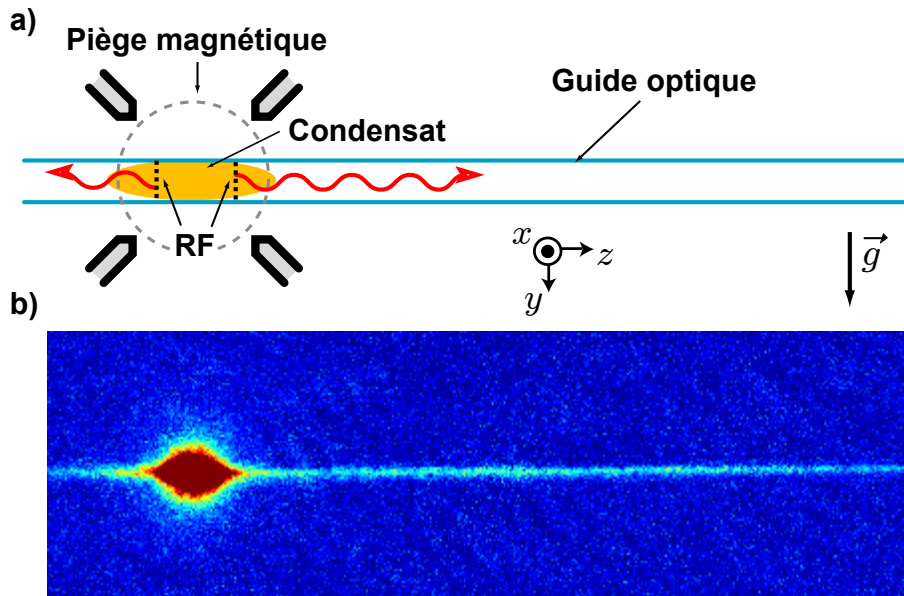


Figure 3.2 Laser à atomes guidé. Les atomes extraits d'une source cohérente (un condensat de Bose-Einstein) sont guidés par un faisceau laser horizontal. (a) Schéma de principe. Les atomes, placés dans un état insensible au champ magnétique par une onde RF, sont repoussés par le champ moyen créé par les autres atomes. (b) Image du condensat et du faisceau atomique. Extrait de [Billy 2010].

Réseaux optiques Dès lors que l'on croise des faisceaux dont les polarisations ne sont plus orthogonales entre elles, une modulation de l'intensité $I(\mathbf{r}) = 2\epsilon_0 c |\mathbf{E}_1(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_2(\mathbf{r})|^2$ apparaît dans la zone où les faisceaux sont superposés. De nombreux groupes utilisent cette idée pour créer des potentiels périodiques que l'on nomme communément réseaux optiques [Bloch 2005, Hecker Denschlag 2002, Sherson 2010] (la liste n'est évidemment pas exhaustive). Ces structures périodiques artificiellement créées (Fig. 3.3) sont extrêmement simples à réaliser et offrent la possibilité d'explorer plusieurs domaines de la physique particulièrement riches. Cela permet, entre autres, d'étudier des systèmes qui simulent les électrons dans un réseau cristallin [Jaksch 1998]. La période de ces réseaux, qui varie suivant la longueur d'onde des lasers et la direction des faisceaux, peut aller jusqu'à $\lambda/2$ pour des faisceaux contra-propageants. Cette taille très petite, ajoutée à l'indépendance des puits qui peut être obtenue si les barrières de potentiel qui forment les puits sont assez grandes pour tuer l'effet tunnel, donne accès à la physique de basse dimension (0, 1 ou 2 dimensions suivant la configuration des faisceaux, voir figure 3.3). On peut citer par exemple un mécanisme subtil d'appariement en paires FFLO [Liao 2010]. Nous sommes également en train de mettre en place une paire de faisceaux contra-propageant afin d'obtenir une modulation périodique de notre potentiel suivant l'axe vertical du condensat. Nous avons déjà fait mention de cela au paragraphe 2.5.4.

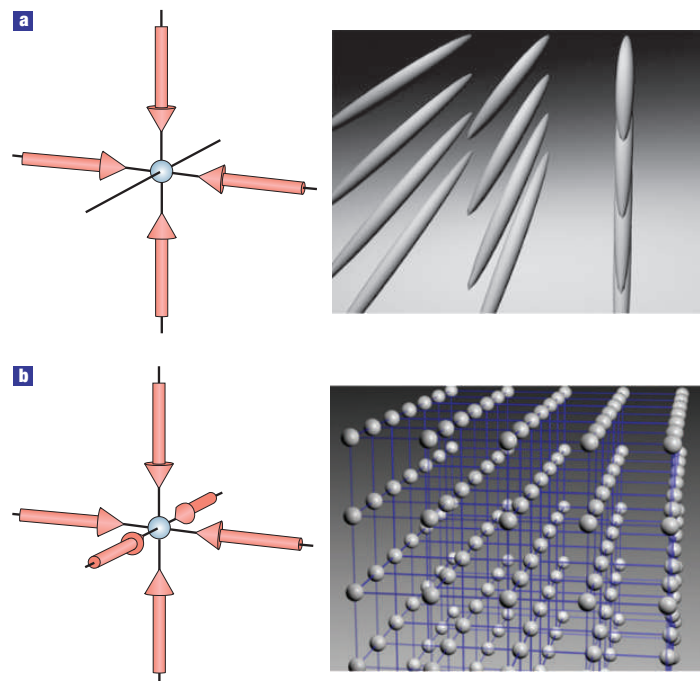


Figure 3.3 Illustrations de réseaux optiques. (a) Deux paires de faisceaux contra-propageants forment un réseau de tubes dans lesquels les nuages atomiques suivant les conditions expérimentent des phénomènes physiques à une dimension. (b) En rajoutant une troisième paires de faisceaux, on peut obtenir une structure cristalline. Extrait de [Bloch 2005].

Figures de tavelures La dernière application des potentiels lumineux que l'on mentionnera est la diffusion de lumière par un verre dépoli où chaque grain de la surface rugueuse du verre jouent le rôle de centre diffuseur [Goodman 2006]. Le potentiel obtenu résulte de l'interférence des ondes partielles issues de chaque point de l'objet diffusant créant ainsi un potentiel optique aléatoire. L'interaction des atomes avec ce champ de tavelures donne une nouvelle fois un accès à un autre pan de la physique de la matière condensée qu'est l'étude des phénomènes liés au désordre [Anderson 1958, Grimmitt 2010].

A la vue des potentialités qu'offre l'interaction dipolaire sur un gaz dilué d'atomes froids à l'aide d'un laser très désaccordé, il semble évident qu'elle est un outil extraordinaire pour créer et étudier des systèmes témoins qui simulent alors certains systèmes de la physique de la matière condensée. La suite de ce chapitre présente notre montage expérimental qui nous sert à piéger les atomes au foyer d'un faisceau vertical.

3.1.2 Nos motivations physiques

Stabilité Outre les arguments proposés au paragraphe 3.1.1, notre montage peut réellement trouver un bénéfice à se passer du piège magnétique dans les dernières étapes de la séquence expérimentale. Nous avons déjà mentionné au chapitre 2 que les fluctuations de notre piège magnétique étaient handicapantes et rendaient la prise de données longue et difficile. Elles sont en partie dues aux fluctuations de courant des alimentations que l'on utilise et peuvent être estimées au moyen de la densité spectrale de puissance S_I que l'on a tracée, pour une gamme de fréquence allant de 0 à 2 kHz sur la figure 3.4. Les deux courbes représentent ces mesures pour un courant de 1 A en configuration piège magnéto-optique (rouge) et piège magnétique (bleu). Malheureusement, le capteur qui nous a servi à mesurer le courant n'étant pas adapté pour les courants de 240 A dont on a besoin habituellement pour créer notre piège, nous n'avons pu faire ces mesures qu'à basse intensité.

Ces courbes laissent apparaître des résonances assez prononcées pour 43 Hz (non visible sur la figure 3.4), 50 Hz, 820 Hz et 1 kHz ainsi que leurs harmoniques. Tandis que la résonance à la fréquence de 43 Hz n'est pas encore comprise, les autres le sont très bien : celles de 820 Hz et de 1 kHz sont en fait dues aux pompes turbo-moléculaires solidaires de l'enceinte. Il faut, d'ailleurs, garder en tête que les dernières mesures des fréquences du piège (qui datent de l'époque où l'expérience était encore à Orsay) donnent 47 Hz et 1150 Hz. D'autre part, l'amplitude rms de ces fluctuations de courant, calculée dans la configuration piège magnétique et donnée par l'intégrale de S_I sur la gamme de fréquence BP = [0 ; 2 kHz] :

$$\Delta I^2 = \int_{BP} S_I(\nu) d\nu \quad (3.6)$$

est de 10 mA pour un courant de 240 A ce qui donne des fluctuations relative de courant de $\Delta I/I \simeq 4 \cdot 10^{-5}$. Cette valeur est deux ordres de grandeur plus faible que la valeur mentionnée par le constructeur. On peut mettre très certainement cela au crédit des bobines qui filtre un peu le bruit. Ces fluctuations de courant conduisent finalement à des fluctuations de champ magnétique^a de $\Delta B \simeq 0.5 \text{ mG} \simeq 1.4 \text{ kHz}$ qui sont de l'ordre du

a. On a une correspondance 1 G pour 1 A

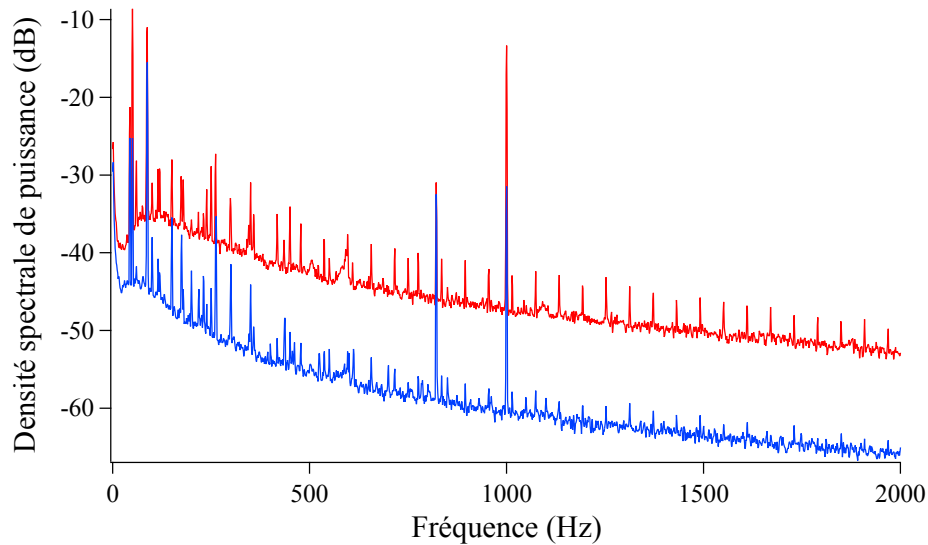


Figure 3.4 Densité spectrale de puissance des alimentations de notre piège magnétique. La courbe rouge est celle prise en configuration MOT où le courant ne passe que dans deux bobines positionnées en anti-Helmoltz. Le spectre bleu a été pris dans la configuration piège magnétique où le courant passe également dans un piège "cloverleaf". Des résonances sont visibles pour 43 Hz, 50 Hz, 820 Hz et 1 kHz. La courbe bleue inférieure à la rouge montre que les bobines du piège magnétique filtrent le bruit des alimentations.

potentiel chimique $\mu \simeq 5$ kHz. Remarquons que cette étude ne tient pas en compte les fluctuations de champ magnétique qui pourrait être dues au déplacement des bobines à cause des vibrations des pompes turbo-moléculaires.

Modularité Une autre motivation pour utiliser un piège optique est de découpler champ de piégeage et champ de quantification. Un piège magnétique limite l'efficacité d'un transfert par diffusion Raman car les atomes ne subissent pas le même décalage Zeeman suivant leur position dans le piège. L'adressage par laser peut être amélioré en augmentant le biais magnétique : le champ magnétique devient alors plus homogène. Ceci revient cependant à remonter le fond du puits et donc à rendre le piège plus lâche et diminuer la densité. La condensation devient alors plus difficile à atteindre et les collisions réalisées au chapitre 2, par exemple, sont moins efficaces. L'utilisation d'un piège optique permet d'utiliser un dispositif séparé pour créer le champ de quantification qui peut ainsi être plus homogène décalant donc les niveaux d'énergie de tous les atomes de la même quantité.

De plus, tous les sous-niveaux magnétiques peuvent être piégés dans le même potentiel contrairement un piège magnétique où les lignes de champ expulsent les atomes qui n'ont pas le bon moment magnétique. Cela rend possible l'étude de mélanges de spins si ces derniers sont assez stables. Bien que les collisions inélastiques rendent la tâche extrêmement difficile pour l'hélium métastable, nous verrons, au chapitre 4, que ces études sont possibles sous certaines conditions.

Orientation Enfin, le dernier point qui est sûrement le plus intéressant dans notre cas est qu'un piège dipolaire permet d'obtenir le condensat dont l'axe long est aligné avec la verticale. Lors des études faites par mes prédécesseurs [Schellekens 2005, Jelts 2007, Perrin 2007b], les mesures de corrélations ont presque toujours été limitées par la résolution de notre détecteur. Par exemple, la corrélation attendue dans un nuage non condensé de bosons ($g^2(0) = 2$) ne correspond pas à la valeur mesurée de 1.04 (Fig 3.5 (a)). Tout comme la longueur de corrélations sur l'axe long du condensat lors d'une collision qui se trouve limitée par la résolution (Fig 3.5 (b)).

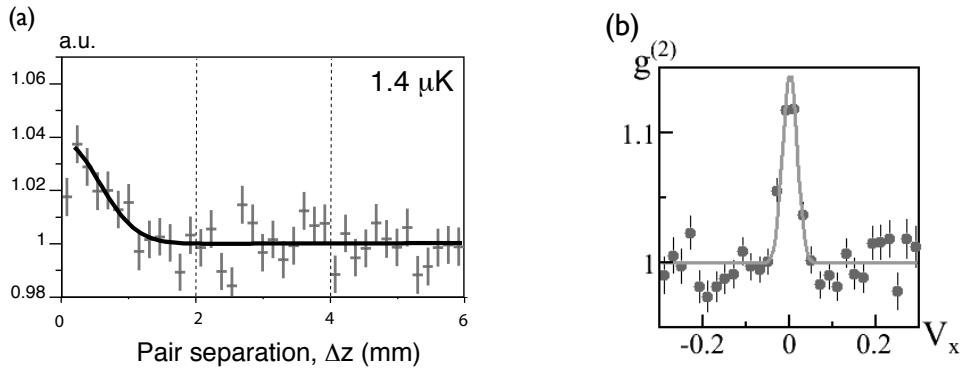


Figure 3.5 Illustration de quelques limitations du piège magnétique (a) Fonction de corrélation du second ordre sur un nuage à une température de 1.4 μK . La valeur pour une séparation nulle est différente de la valeur attendue de $g^{(2)}(0) = 2$. Extrait de [Schellekens 2005]. (b) Projection de la fonction de corrélation opposée sur le halo de collision. La mesure de la largeur de cette fonction est limitée par la résolution. Extrait de [Perrin 2007b].

La résolution de notre détecteur, très anisotrope, est estimée à 200 μm dans le plan horizontal et à 3 nm dans la direction verticale^b. Il y a donc un énorme intérêt à faire correspondre les directions dans lesquelles les tailles caractéristiques des phénomènes physiques étudiés sont les plus courtes avec la direction verticale. Dans l'exemple de l'étude de corrélations atomiques mentionné juste au dessus, les longueurs de corrélations sont données, *a priori*, par la dispersion en vitesse du condensat (voir le paragraphe 2.4.5) qui sont plus faibles sur l'axe long (équation (2.48)). Faire pivoter le condensat pour avoir son axe long selon la verticale nous permettrait alors de résoudre complètement les fonctions de corrélations. De ce fait, l'utilisation d'un piège optique, schématisé par la figure 3.6, semble en fin de compte être le bon outil pour réaliser cela tout en évitant d'énormes changements comme une nouvelle enceinte à vide pourrait l'être si on voulait un piège magnétique vertical.

3.2 Piège dipolaire

La conception ainsi que la mise en place de ce piège dipolaire a eu lieu durant la période printanière de l'année 2009 qui fût aussi la période de convalescence de l'expérience après la catastrophe de la grille (annexe A.3.4). Cette partie détaille de manière

b. Une description détaillée de leur mesure se trouve dans le manuscrit de M. Schellekens [Schellekens 2007]

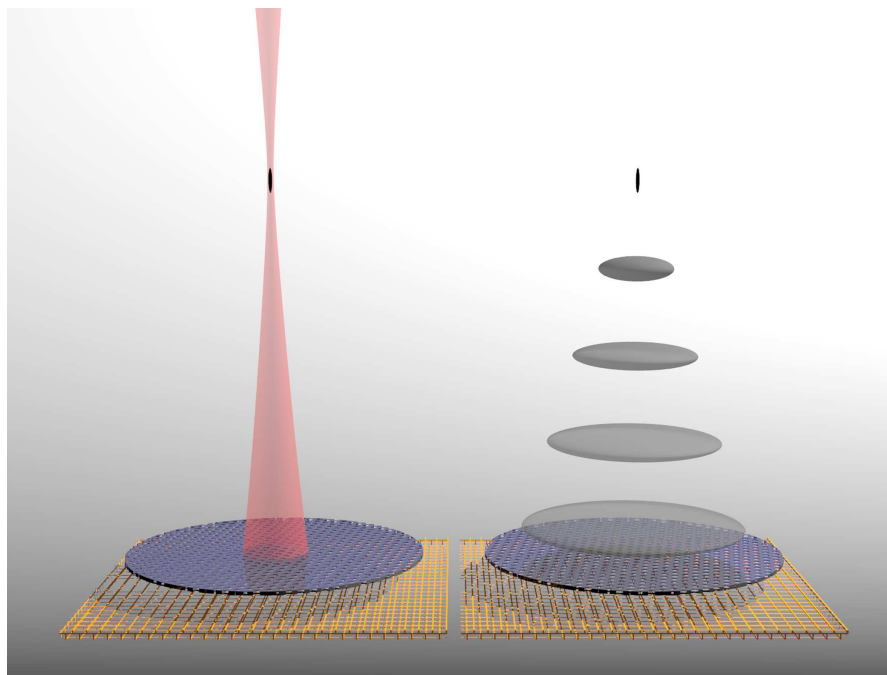


Figure 3.6 Illustration du piège optique vertical. À gauche, le laser est allumé piégeant ainsi un nuage froid d'atomes d'hélium métastable. Le confinement plus lâche suivant l'axe de propagation donne une forme de cigare au condensat. Le faisceau ne sort pas de l'enceinte et vient se réfléchir sur la galette à micro-canaux (disque indigo, les lignes à retard sont symbolisées par la grille jaune). À droite, le condensat est relâché et son expansion exhibe le confinement transverse plus important : il y a inversion d'ellipticité. Le condensat tombe finalement à plat sur le détecteur.

aussi complète que possible les caractéristiques techniques et physiques de notre piège optique.

3.2.1 Caractéristiques physiques

La transition de l'hélium métastable considérée est celle entre 2^3S et 2^3P dont la longueur d'onde est de 1083 nm. Nous avons donc choisi un laser de 5 W à $\lambda_{Er} = 1547$ nm pour être sur le rouge de la transition et avoir une force dipolaire attractive. Le piège n'est constitué que d'un unique faisceau vertical pour des raisons de simplicité. Un piège croisé était envisageable en utilisant soit les deux hublots à $\pm 7^\circ$ sur le sommet de l'enceinte à vide (Fig. 2.9) soit un de ces hublots et un faisceau horizontal. La première solution a été abandonnée entre autres car le gain dans cette configuration par rapport à un faisceau unique ne contrebalance pas la difficulté d'aligner deux faisceaux sur les atomes et d'avoir un montage stable. La seconde possibilité est encore possible et sera mise en œuvre si l'on désire absolument éviter le régime à une dimension (§ 3.3.2).

Mise en place Nous utilisons donc le hublot central positionné à environ 1 m à l'aplomb du centre du piège magnétique. La taille utile de ce hublot de 3 cm et sa distance au nuage

atomique sont un inconvénient car ils limitent la taille du waist w_0 du faisceau donnée par :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z\lambda}{\pi w_0^2} \right)^2} \quad (3.7)$$

où $w(z)$ est la demi-largeur à $1/e^2$ du faisceau à la distance z . La taille minimale du waist est de l'ordre de $w_{0,\min} \simeq 30 \mu\text{m}$. A partir de cette valeur, on peut tracer l'allure du piège sur l'axe vertical en tenant en compte de la gravité pour une puissance optique sur les atomes de 1 W pour deux waists différents (Fig. 3.7).

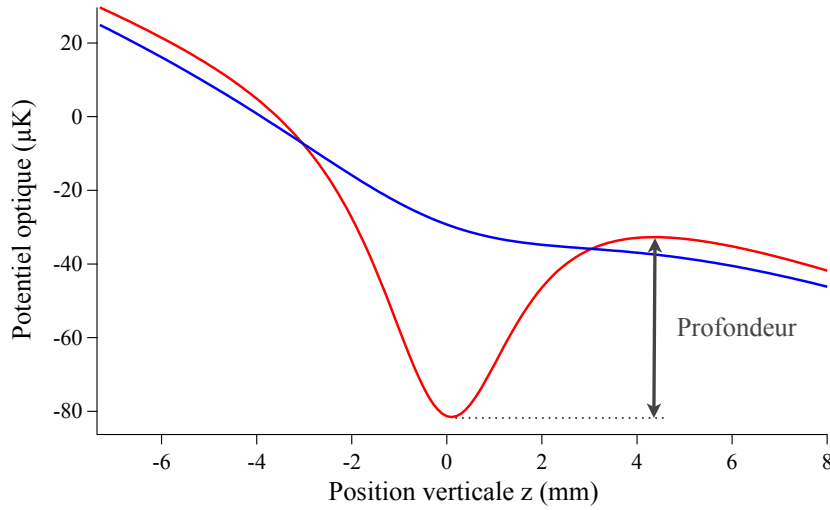


Figure 3.7 Potentiels créés par notre faisceau laser. Ces potentiels tiennent compte de la gravité qui rend les conditions de piégeage plus exigeantes. En rouge, potentiel pour un faisceau gaussien dirigé sur la verticale de waist $w_0 = 30 \mu\text{m}$. La profondeur de 50 μK est donnée par cette lèvre. En bleu, le waist est maintenant de 50 μm . La lèvre a complètement disparu et le potentiel n'est plus piégeant.

Dans un piège dipolaire constitué d'un simple faisceau, le piège s'allonge dans la direction de propagation du faisceau lorsque le waist augmente tout simplement parce que la taille caractéristique du piège suivant cet axe est donnée par la longueur de Rayleigh $z_r = \pi w_0^2 / \lambda$ qui fait apparaître le carré du waist. Ceci va être défavorable dans notre cas puisque cet axe coïncide avec la verticale. En effet, la lèvre formée par la gravité pour les valeurs de z positives, c'est-à-dire sous le point focal, va s'effondrer beaucoup plus rapidement si on ne fait pas l'alignement soigneusement pour avoir le waist le plus petit possible. La figure 3.7 représente l'allure du piège pour un waist de 50 μm (en bleu). La comparaison avec un piège dont le waist est 30 μm (en rouge) montre que l'effet est effectivement dramatique. Nous verrons par la suite que nous avons mesuré un waist de 43 μm qui nous donne une profondeur d'environ 15 μK suffisante pour piéger un condensat.

Biais magnétique Nous verrons au chapitre 4 qu'un ensemble d'atomes d'hélium métastable ne peut être stable que si les atomes sont soit tous dans les sous-niveaux magnétiques $m = 1$, soit tous dans $m = -1$. Cette condition est remplie automatiquement dans

un piège magnétique où les atomes qui ne sont pas dans le bon sous-niveau sont éjectés. Lors du transfert entre les deux pièges (voir la figure 3.11 qui illustre la séquence expérimentale), nous gardons le même axe de quantification en créant un champ magnétique constant de 4 G à l'aide de bobines externes positionnées en configuration Helmholtz. La valeur assez élevée de ce champ magnétique est un avantage dans le cas d'un transfert Raman où les désaccord Zeeman vont défavoriser les transitions non voulues qui pourraient néanmoins arriver à cause de défauts de polarisation.

Réaction des galettes à micro-canaux au faisceau Un autre inconvénient vient du fait que le faisceau est dirigé sur les galettes à micro-canaux. L'absence de faisceau à la sortie de l'enceinte rend, *a priori*, les premiers alignements plus hasardeux puisque nous ne pouvons pas repérer sa position expérimentalement. Cela nous empêche également de monitorer ou de recycler facilement le faisceau. Par ailleurs, la réaction de notre détecteur à un faisceau de plus d'un watt était encore une question ouverte, en partie due au fait que notre détecteur est sous vide et ces composants doivent être électriquement isolés. Ceci rend difficile l'évacuation de l'énergie absorbée. Enfin, une de nos dernières craintes était que les galettes à micro-canaux soient très réfléchissantes et que le faisceau retour vienne interférer avec l'aller pour former un réseau optique. Tous ces problèmes ont trouvés leur solutions à travers l'expérimentation.

En effet, en pratique, nous n'avons vu aucune manifestation indiquant la présence d'interférence du faisceau piège. Celui-ci, alors divergent et large, au niveau du détecteur, doit très certainement être diffusé dans toute l'enceinte et peu de photons viennent interférer au niveau des atomes. Cependant, malgré sa taille, le faisceau a un effet sur le détecteur que l'on pense être d'origine thermique. En le laissant allumé plusieurs dizaines de secondes, on peut effectivement faire l'image de son empreinte (ce qui a permis tout compte fait de l'aligner grossièrement).

Ce qui est plus intéressant encore est la détectivité des photons des lampes de la salle qui semble avoir été augmentée à l'endroit où le faisceau a chauffé les galettes. Après un réel chauffage du détecteur par le faisceau (de plusieurs dizaines de secondes), le bruit d'obscurité mesuré pendant une dizaine de secondes avec la lumière de la pièce allumée fait apparaître l'empreinte du faisceau tandis que la même expérience lumière éteinte montre un bruit homogène sur l'ensemble du détecteur comme le montre les figures 3.8. Pour l'instant, nous ne savons pas si les mois d'illumination du laser à cet endroit ont modifié le traitement de la galette supérieure qui s'active alors plus facilement ou si cet effet n'est simplement que le simple résultat du chauffage. Néanmoins, le faisceau étant habituellement allumé une poignée de secondes toutes les minutes à une puissance globalement faible, nous nous sommes assurés qu'il n'y avait aucun excès de bruit localisé qui polluerait nos données expérimentales.

Pour finir, le hublot d'entrée du faisceau piège est non seulement loin des atomes mais il est aussi très haut (à plus de 2m du sol). Nous avons choisi d'accrocher toute la partie optique à la grille technique au dessus de l'enceinte (photographie 3.9). Ceci nous a paru beaucoup plus stable que de construire un édifice de plusieurs mètres de haut. L'énorme avantage est de découpler totalement le condensat de l'enceinte et d'éviter ainsi les vibrations des pompes turbo-moléculaires.

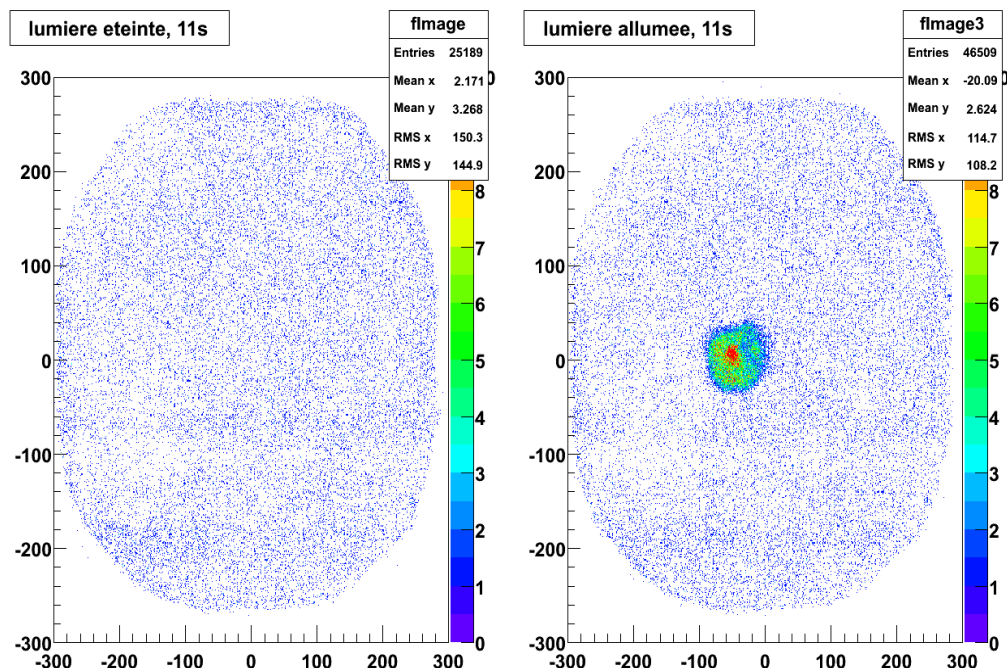


Figure 3.8 Trace fantôme du faisceau piège après une exposition de plusieurs dizaines de secondes. Le faisceau est éteint lors de l'acquisition mais la zone où il était pointé semble plus sensible à la lumière ambiante qui atteint le détecteur en passant par les hublots supérieurs. La taille du faisceau laser sur le détecteur est de 3 cm, deux fois plus large que la tâche que l'on observe.

3.2.2 Construction du banc optique

Le laser à fibre dopé Erbium, de manufacture IPG Photonics, génère un faisceau collimaté de 2 mm de diamètre et d'une puissance de 5 W. On ne l'utilise cependant qu'à 90% de sa puissance nominale pour des raisons de stabilité de puissance. La polarisation en sortie de laser est linéaire et est tournée par un ensemble lame demi-onde plus cube polariseur pour être parallèle à tous les miroirs. Le banc optique est assez simple, il est constitué de deux télescopes pour modifier la taille du faisceau, d'un modulateur acousto-optique (AOM) et d'une lentille finale de distance focale de 1 m pour focaliser la lumière sur le nuage atomique. L'AOM nous donne un contrôle précis de la puissance du faisceau (et par conséquent la profondeur du piège) nécessaire pour charger le plus efficacement possible puis pour finir l'évaporation et obtenir un condensat de Bose-Einstein dans ce piège optique. Nous avons fait le choix d'optimiser l'efficacité de diffraction du modulateur acousto-optique en ne focalisant pas le faisceau dedans. Ceci détériore un peu la coupure du piège qui se fait en environ 50 μ s si le piège est à pleine puissance. Ce temps est assez petit devant les fréquences que l'on a mesurées (paragraphe 3.2.4) pour nous assurer que la coupure est propre et ne déforme pas le nuage^c. Par ailleurs, une partie des expériences ne nécessite pas de recomprimer le piège pour obtenir une densité plus importante. Dans ce cas, nous éteignons le faisceau lorsque sa puissance est au

c. La fréquence transverse est d'environ 2 kHz ce qui est néanmoins limite par rapport à une coupure en 50 μ s

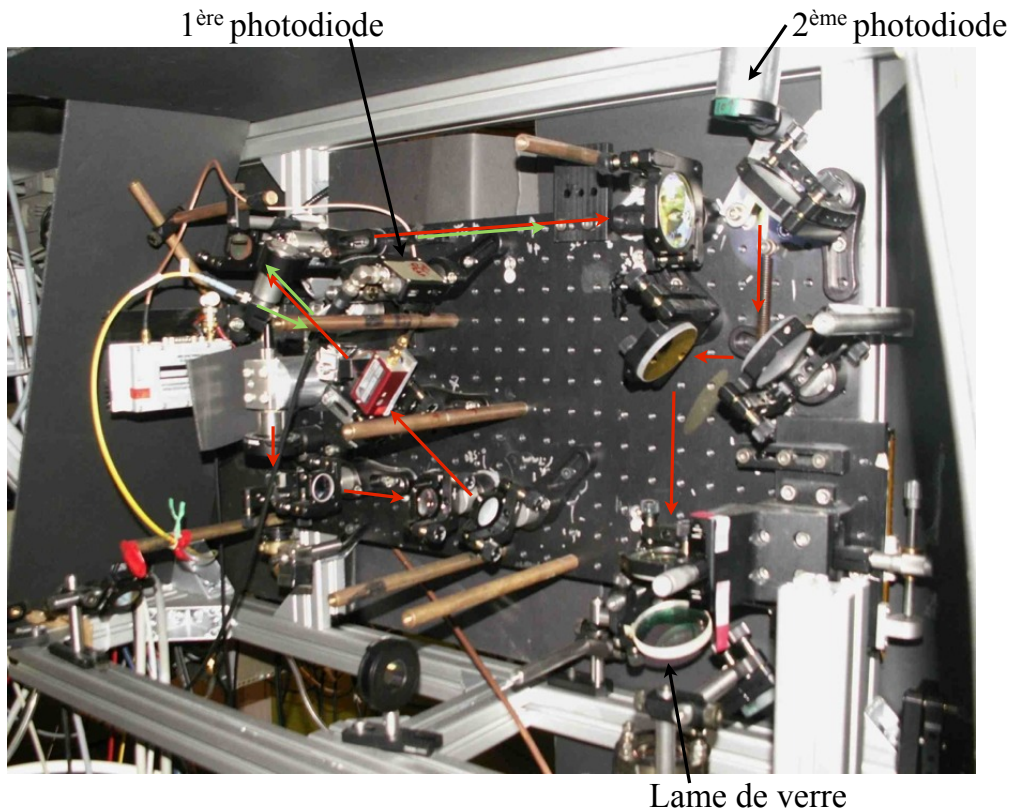


Figure 3.9 Photographie du breadboard où sont installées les optiques du piège dipolaire. Le faisceau dont le trajet est indiqué par les flèches rouges rentre par le hublot central qui est situé sur le sommet de l'enceinte (voir figure 2.9). Un autre faisceau (flèches vertes) amené par la fibre optique jaune avait pour premier objectif d'aider à la mise en place du faisceau piège. On peut maintenant l'injecter avec n'importe quel faisceau pour manipuler nos atomes.

niveau de celle où on finit l'évaporation forcée. A cette faible puissance, il met seulement une dizaine de microsecondes à atteindre le seuil où on peut le considérer éteint.

La dernière optique est une lame de verre utilisée pour corriger l'astigmatisme observé avant la mise en place au dessus de la chambre de science. Le banc optique a en effet été monté à plat dans un coin de la salle où on a pu mesurer un waist du faisceau donné par la dernière lentille de $35\ \mu\text{m}$. L'ensemble laser à fibre plus breadboard a ensuite été accroché au plafond au dessus de l'enceinte sans aucune autre modification. Cette manipulation a néanmoins eu le mauvais effet de modifier la taille du faisceau au waist à $43\ \mu\text{m}$ comme nous le verrons au travers des mesures faites avec un nuage ultra-froid. Les caractéristiques du piège en sont en fait dramatiquement affectées et nous sommes du coup à la limite d'être non piégeant.

L'absence de hublot de sortie nous a incité à mettre en place une option pour augmenter nos chances de superposer le faisceau aux atomes. On superpose au faisceau dipolaire un faisceau à résonance avec la transition atomique que l'on achemine par une fibre optique juste après l'AOM (La fibre jaune est visible sur la photographie 3.9 à gauche). Ce faisceau n'a cependant jamais été utilisé en tant que tel mais la fibre offre la possibilité de

mettre en place un faisceau pour réaliser une diffusion sur la direction longitudinale par exemple. Par ailleurs, deux photodiodes interceptent des réflexions parasites sur certaines optiques. La première sert pour l'asservissement (décrit au paragraphe 3.2.3) tandis que la deuxième nous permet de contrôler en temps réel l'allure de la puissance effectivement envoyée sur les atomes.

Finalement, sur les 4.8 W que fournit le laser à fibre, nous avons seulement 1.5 W utile pour piéger les atomes. La formule (3.4) nous permet de calculer une profondeur de $U_0 \simeq 50 \mu\text{K}$ dans les directions radiales. Cependant, la profondeur du piège est divisée par 3 à cause de la lèvre précédemment mentionnée à la section 3.7 ce qui nous donne une profondeur effective $U_0^{(\text{eff})} \simeq 15 \mu\text{K}$. Cette profondeur effective peut encore être affectée par des gradients de champs magnétiques parasites que nous annulons au mieux sur l'axe vertical à l'aide d'une bobine externe.

3.2.3 Electronique

Bien qu'un modulateur acousto-optique est un outil très pratique pour piloter la puissance optique d'un faisceau, il faut être conscient que sa réponse n'est pas réellement linéaire et que, par conséquent, le potentiel dipolaire vu par les atomes n'est pas celui que l'on pense appliquer. Nous avons tracé la réponse de notre AOM sur toute la plage qu'offre son amplificateur radio-fréquence pour une puissance optique à l'entrée de $P_{\text{in}} = 0.9 \text{ W}$:

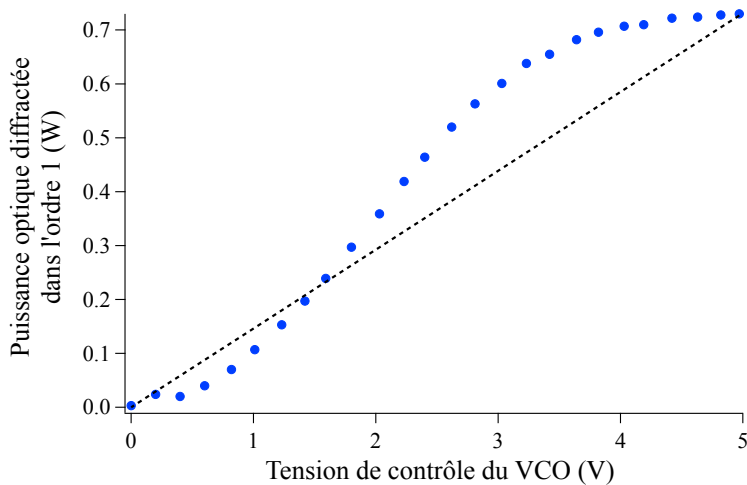


Figure 3.10 Réponse du modulateur acousto-optique. Nous avons balayé la tension de contrôle du VCO (Voltage Controlled Oscillator) qui fournit l'onde RF au modulateur. La courbe montre que l'AOM n'est pas linéaire. L'efficacité maximale que l'on obtient est de 80%.

En fonctionnement normal, le modulateur est piloté par un générateur de fonctions qui nous permet de donner aisément à notre potentiel optique n'importe quelle allure. En particulier, il va nous servir à faire des rampes exponentielles pour le chargement et le refroidissement évaporatif dont les détails sont donnés plus bas. Cependant, pour avoir sur l'écran de notre oscilloscope exactement l'allure du potentiel optique que ressentent

les atomes, nous corrigeons la réponse de l'AOM à l'aide d'une boucle de rétroaction. Nous utilisons pour ce faire la première des deux photodiodes comme signal de mesure que l'on compare à la consigne donnée par le générateur de fonctions. Comme la bande-passante de ce système est en fait limitée à 20 kHz par le pilote du modulateur acousto-optique, l'asservissement de puissance peut facilement suivre les rampes qu'on lui fait faire. La deuxième photodiode nous permet d'observer en temps réel le fonctionnement du piège dipolaire et nous assure que l'asservissement remplit effectivement sa mission.

3.2.4 Piégeage d'un nuage froid

Séquence expérimentale Le début de la séquence est identique à celle décrite en annexe A. Le nuage, contenant $5 \cdot 10^6$ atomes, est pré-refroidi à la température de 15 μK à l'aide d'une rampe radio-fréquence d'une durée relativement courte de 4 s. Nous allons maintenant décrire les différentes étapes qui se déroulent par la suite et qui sont représentées sur la figure 3.11.

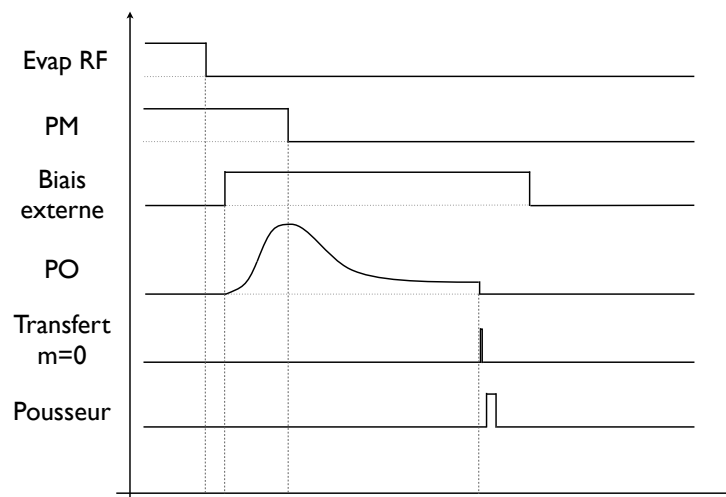


Figure 3.11 Chronogramme du transfert : piège magnétique, piège optique (avec la rampe), biais magnétique, (annulation des gradients), RF sweeps pour n'avoir que les $m=0$, pousseur, Finir l'axe horizontal

Le piège optique est ensuite allumé et on augmente sa puissance jusqu'à son maximum en 1 s. L'allure de la rampe en forme de S (Fig. 3.11) est utilisée pour éviter tout point anguleux qui a tendance à faire chauffer les atomes. Une fois que le piège optique a atteint sa profondeur maximale, le piège magnétique est brutalement coupé en un temps d'environ 100 μs . La polarisation est maintenue par le champ magnétique constant appliqué en même temps que la montée du piège optique. Seuls 20% des atomes restent piégés à une température de 5 μK . Le nuage perd encore 10% de ses atomes en se thermalisant en 1 s à une température de 3 μK . A cette profondeur, la durée de vie du système, principalement due aux collisions avec le gaz résiduel et à la diffusion de photons spontanée, a été mesurée à 25 s. Cette valeur est cohérente avec la durée de vie mesurée dans le

piège magnétique et le taux d'émission spontanée calculée à partir de la formule (3.5) qui vaut $\Gamma_{\text{diff}} = 0.023 \text{ s}^{-1}$. On refroidit ensuite le nuage thermique en forçant l'évaporation par diminution de la profondeur à l'aide de la rampe exponentielle (3.8) de constante de temps est $\tau = 1 \text{ s}$:

$$I(t) = (I_{\text{max}} - I_f)e^{-\frac{t}{\tau}} + I_f \quad (3.8)$$

La température finale du nuage est contrôlée soit en modifiant la valeur finale de l'intensité I_f , soit en éteignant le faisceau laser avant d'avoir atteint cette valeur finale. Les différentes manipulations sur le nuage atomique que l'on décrit dans ce manuscrit se passent aux alentours de cette coupure du piège. Pour se rendre compte des propriétés du nuage ultra-froids après cette rampe d'évaporation forcée, nous le relâchons et le détectons sur notre détecteur. Alors qu'il y a un artefact à la coupure du piège magnétique qui permet d'observer un nuage d'atomes transféré par chance dans le sous-niveau $m = 0$ insensible au champ magnétique, l'observation d'atomes issus du piège optique nécessite obligatoirement un transfert Raman ou radio-fréquence. Les atomes dans les autres sous-niveaux magnétiques peuvent être alors pousser hors du détecteur ou bien être ramener en son centre suivant le gradient de champ magnétique que l'on applique durant le temps de vol. La figure 3.12 illustre l'évolution du nuage atomique dans le piège optique.

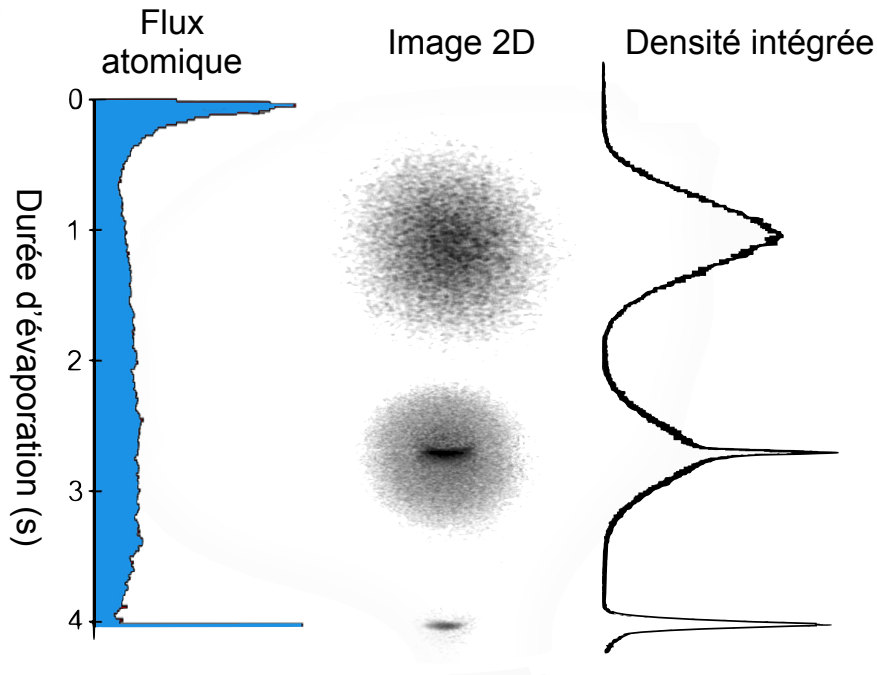


Figure 3.12 Comportement des atomes durant l'évaporation. (a) Flux d'atomes éjectés durant l'évaporation. Nous avons accès à ces pertes regardant tomber les atomes guidés par le faisceau sur le détecteur et qui nous informe du bon fonctionnement du refroidissement évaporatif. (b) Image 2D après temps de vol du nuage relâché après des durées d'évaporation bien spécifiques et qui nous donne une partie condensée plus ou moins importante. (c) L'image 2D a été intégrée sur un axe, montrant ainsi la double structure suivant le temps de vol.

L'axe vertical représente le temps d'arrivée des atomes sur le détecteur après 308 ms

de chute libre, l'origine des temps correspond à la coupure du piège magnétique une fois que le piège optique est chargée. L'histogramme sur la partie de gauche est l'acquisition des pertes durant l'évaporation forcée que l'on monitore quasiment en temps réel : la figure est un exemple des données que l'on obtient sur une unique réalisation. Le premier pic correspond aux atomes non piégés par le faisceau et à la thermalisation du nuage juste après la fin du transfert. L'évaporation se déroule ensuite en diminuant la profondeur du potentiel qui laisse s'échapper les atomes les plus chauds : ce procédé nous permet de diminuer la température du nuage de manière significative. On remarque un léger emballement (entre 1s et 3s) et enfin un pic très fin qui correspond au condensat. Durant cette évaporation forcée, les atomes s'échappent préférentiellement par la lèvre sous le piège et restent par conséquent dans l'axe de propagation créant finalement un faisceau atomique guidé vers les galettes à micro-canaux. Une telle technique a été également mise en œuvre pour guider un laser à atomes issu d'un condensat de Bose-Einstein d'hélium métastable [Dall 2010].

Les figures centrale et de droite sont des acquisitions de temps de vol de nuages dont on a arrêté l'évaporation après différents temps intermédiaires et sur lesquelles on voit apparaître une partie condensée puis disparaître la partie thermique au fur et à mesure que l'on continue l'évaporation. Après 4 s d'évaporation, nous obtenons un condensat qui peut contenir jusqu'à 10^5 atomes et dont la partie condensée représente plus de 90% des atomes. La reconstruction à trois dimensions de ce nuage ultra-froids nous montre qu'il a effectivement une forme de crêpe énormément aplatie et qu'il tombe quasiment à plat sur le détecteur (à quelques degrés près). Les dimensions égales dans le plan horizontal nous confirment qu'il n'y a plus de problèmes d'astigmatisme (§ 3.2.2).

Chauffage paramétrique Une fois que l'on a réussi à charger un nuage atomique dans le piège optique, les fréquences de piège peuvent être mesurées à partir de ces atomes par excitations paramétriques. La mesure consiste à moduler l'intensité du faisceau à des fréquences proches de celles du piège pour y détecter un chauffage et une augmentation des pertes [Wu 2006]. Dans la direction radiale, une description classique [Landau 1976], ainsi qu'une description quantique [Jáuregui 2001], d'un potentiel harmonique dépendant du temps prédisent l'existence d'une résonance paramétrique à la fréquence double de celle du piège ($2\omega_{\perp}$) et de ses sous-harmoniques ($2\omega_{\perp}/n, n \in \mathbb{N}$). Nous avons modulé la puissance de notre faisceau de valeur moyenne était de $P = 1$ W à l'aide d'une modulation d'amplitude $\Delta P = 100$ mW sur deux plages de fréquences :

- la première entre 1 kHz et 10 kHz afin de mesurer les fréquences radiales.
- la deuxième à faible fréquence entre 9 Hz et 40 Hz pour la fréquence longitudinale.

Ces deux mesures sont données sur les figures 3.13 (a) et (b).

La figure 3.13 (a) nous montre la présence de deux résonances pour $\omega_{\text{mod}}/2\pi = 1.9$ kHz et $\omega_{\text{mod}}/2\pi = 3.8$ kHz qui nous confirme que la fréquence radiale est

$$\omega_{\perp}/2\pi = 1.9 \text{ kHz} \quad (3.9)$$

Par contre, l'excitation axiale est plus subtile puisqu'à cause de la gravité, l'effet prédominant n'est pas le chauffage paramétrique mais l'excitation due aux oscillations forcées du centre du piège à la fréquence de modulation. La fréquence résonante est, dans ce cas,

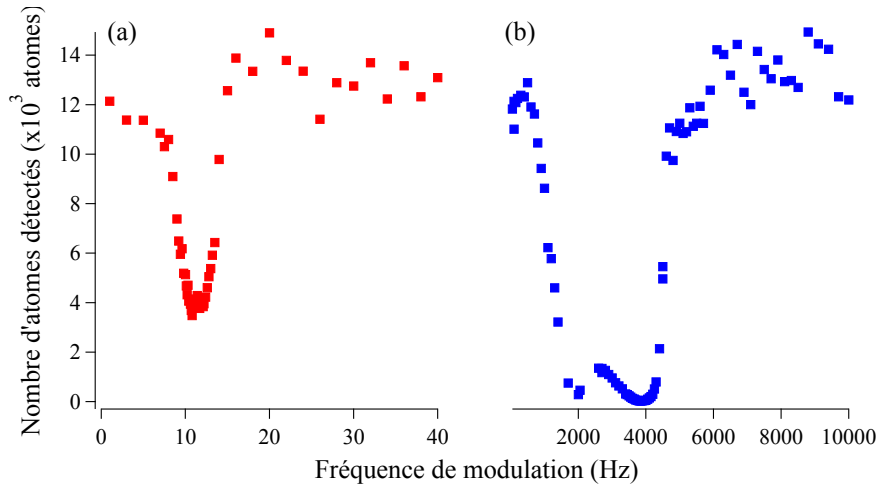


Figure 3.13 Nombre d'atomes restant piégés lors d'une modulation de la puissance du faisceau de piégeage. (a) Excitation axiale. A cause de la gravité, nos petits calculs nous ont montré que la position verticale du centre du piège est très dépendante de l'intensité du faisceau. Lors de la modulation de l'intensité du faisceau, les pertes sont alors principalement gouvernées par des oscillations forcées qui présente une résonance à la fréquence longitudinale du piège ω_{\parallel} . (b) Excitation radiale. Nous observons deux résonances pour la fréquence transverse du piège $2\omega_{\perp}$ et sa première sous-harmonique qui sont le résultat d'un chauffage paramétrique.

simplement égale à la fréquence axiale du piège ce qui nous donne

$$\omega_{\parallel}/2\pi = 12 \text{ Hz} \quad (3.10)$$

Les mesures de ces fréquences de piégeage permettent, connaissant l'intensité correspondante, de remonter au waist du faisceau à l'aide d'un développement limité de la formule (3.4) autour du centre du piège. On trouve alors que :

$$w_0 = 43 \text{ } \mu\text{m} \quad (3.11)$$

Enfin, nous pouvons finalement remarquer que le rapport d'aspect est de l'ordre de la centaine. Le condensat est donc très allongé et on peut espérer alors que, suivant le nombre d'atomes et la puissance du faisceau, notre condensat passe dans un régime à une dimension où les excitations transverses sont gelées. Nous détaillerons un peu plus ce point au paragraphe 3.3.2.

3.3 Résultats préliminaires

Le premier véritable résultat obtenu avec ce piège dipolaire a été l'observation d'un condensat de Bose-Einstein que l'on vient de décrire dans la partie 3.2.4. Cette réalisation est vraiment une étape importante à partir de laquelle nous allons pouvoir réaliser diverses expériences. Néanmoins, nous allons voir que ce piège vient avec son lot d'intérêts mais aussi de désagréments dont on fait la liste non exhaustive par la suite.

3.3.1 Artefacts de reconstruction

Alors que nous avons des problèmes de saturation des galettes à micro-canaux lorsqu'un condensat tombait sur la tranche, la détection d'un condensat à plat (voir figure 3.6) nous pose d'autres difficultés. La cause principale de tous les problèmes rencontrés avec la détection de nuages ultra-froids vient de la très haute densité de ces derniers. Quand le condensat tombe sur la tranche, ce sont simplement les micro-canaux qui n'ont pas le temps de se recharger entre deux arrivées d'un atome d'hélium et qui ne peuvent pas redéclencher une avalanche. Pour un condensat dont l'axe long est suivant la gravité, le temps de chute est assez long pour que le condensat s'étende sur une grosse partie des galettes ce qui limite ce phénomène de saturation. Par contre, le flux intégré sur la surface des galettes est tellement plus important que les impulsions dans les lignes à retard commencent à s'enchevêtrer. L'algorithme de reconstruction^d que l'on utilise habituellement n'est pas très regardant sur les conditions à vérifier pour déterminer les coordonnées d'un atome, si bien qu'il va par mégarde mal associer les coordonnées et créer des atomes fantômes. C'est l'origine de la croix qui apparaît sur la représentation de notre condensat dans le plan horizontal (Fig. 3.14 (a)). La figure 3.14 (b) montre que cette croix donne l'impression d'être détectée en même temps que le condensat.

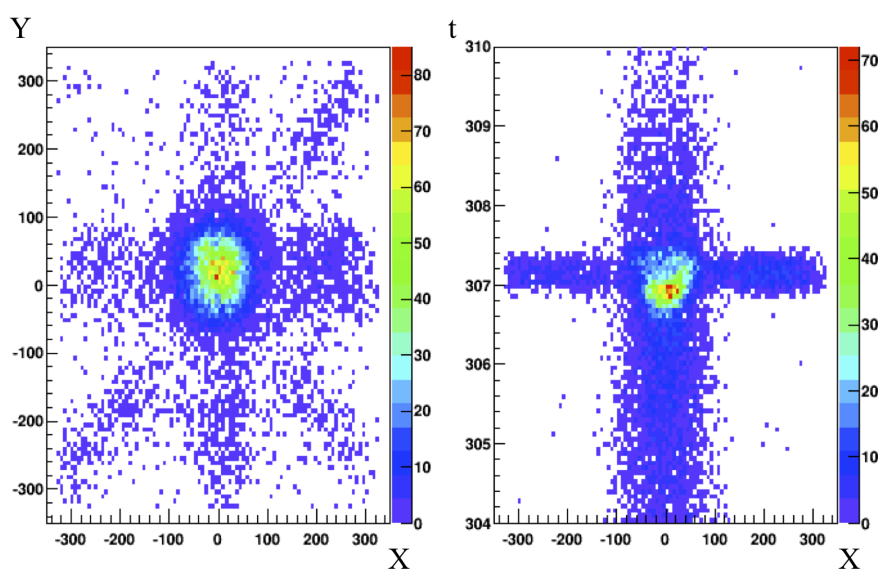


Figure 3.14 Artefact de reconstruction. L'algorithme qui associe le temps aux bouts des lignes à retard peut être mis en défaut pour des flux importants. (gauche) Image dans le plan horizontal d'un condensat (nuage en couleurs plus chaudes) mal reconstruit. La croix est formée d'atomes qui devrait être dans le condensat. Les axes sont ceux des lignes à retards. (droite) Image dans un plan vertical. Nous voyons que les atomes fantômes ont le même temps d'arrivée que le condensat. Les atomes au dessus et en dessous du condensat sont des atomes du nuage thermique qui accompagne le condensat.

d. Une description détaillée de cet algorithme est donnée dans l'annexe B de la thèse de M. Schellekens [Schellekens 2007]

La solution mise en œuvre pour résoudre cet inconvénient est de rendre les conditions de reconstruction plus exclusives. Pour cela, nous allons maintenant utiliser les quatre temps d'arrivée à chaque bout des lignes à retard pour avoir d'avantage d'égalités à vérifier. Cet algorithme, assez coûteux en mémoire, nécessite une connaissance au préalable de nos galettes à micro-canaux. En particulier, nous avons besoin de connaître la longueur effective $\mathcal{L}(x, y)$ des lignes à retard. Ces raisons font qu'il n'est utilisé que dans les cas pathogènes. On pourra en trouver une description dans la thèse d'un de mes prédécesseurs [Perrin 2007a]. Par ailleurs, il cause inévitablement une diminution de la détectivité qui peut être dans le pire des cas d'un facteur dix. Malgré cela, il a l'avantage de diminuer les mauvaises associations de coordonnées et a prouvé son utilité lors des résultats présentés dans les différents chapitres de ce manuscrit.

3.3.2 Quasi-condensats

D'après nos mesures de fréquences du piège, nous nous apercevons que nous sommes très proches d'entrer dans le régime à une dimension caractérisé par $\mu, k_B T < \hbar\omega_r$. Pour des valeurs du nombre d'atomes de l'ordre de 10^4 facilement accessible, le potentiel chimique $\mu/h = 1.2$ kHz devient effectivement plus petit que l'énergie du fondamental de l'oscillateur transverse. Expérimentalement, dans une série d'expériences que l'on ne présentera pas dans ce manuscrit, on a été en mesure de faire osciller deux condensats de Bose-Einstein dans le piège. La diminution du nombre d'atomes des condensats qui va nous intéresser ici, résulte des collisions inélastiques binaires entre atomes. L'étude dynamique qui rend compte de tout ce qu'il se passe lors de ces collisions sera très certainement menée dans les manuscrits de mes successeurs et publiée prochainement. Nous ne présentons ici qu'une observation de l'évolution de la taille transverse du nuage après temps de vol en fonction du nombre d'atomes piégés, illustrée par la figure 3.15.

Plus cette collision avance, plus le nombre d'atomes piégés diminue. La taille du nuage dans la direction transverse donné par un profil de Thomas-Fermi diminue également jusqu'à ce que seul le niveau fondamental transverse soit peuplé. A ce moment, la taille transverse du nuage cesse d'évoluer (au premier ordre), quand bien même le nombre d'atomes continue de diminuer. Ceci explique qu'à faible nombre d'atomes, la courbe sur la figure 3.15 commence à dévier de sa valeur pour des grands nombres d'atomes. On a alors vu qu'elle est donnée par la taille du fondamental de l'oscillateur harmonique (non visible sur la figure 3.15) :

$$\sigma_r^{(oh)} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_r}} \quad (3.12)$$

Le condensat atteint un régime à une dimension pour environ 10000 atomes ce qui correspond à peu près au nombre d'atomes qu'il faut pour que $\mu = \hbar\omega_\perp$. Ces résultats restent pour l'instant qualitatifs à cause de la saturation du détecteur : les nombres d'atomes sont toujours à prendre avec des pincettes. Cette caractéristique du piège peut somme toute se révéler handicapante à la longue si l'on désire obtenir un condensat à trois dimensions sans partie thermique avec relativement peu d'atomes. Comme on l'a déjà mentionné, une solution qui sera très certainement mise en œuvre est de récupérer une partie du faisceau après le modulateur acousto-optique et de le croiser au faisceau principal pour augmenter la fréquence du piège sur l'axe vertical.

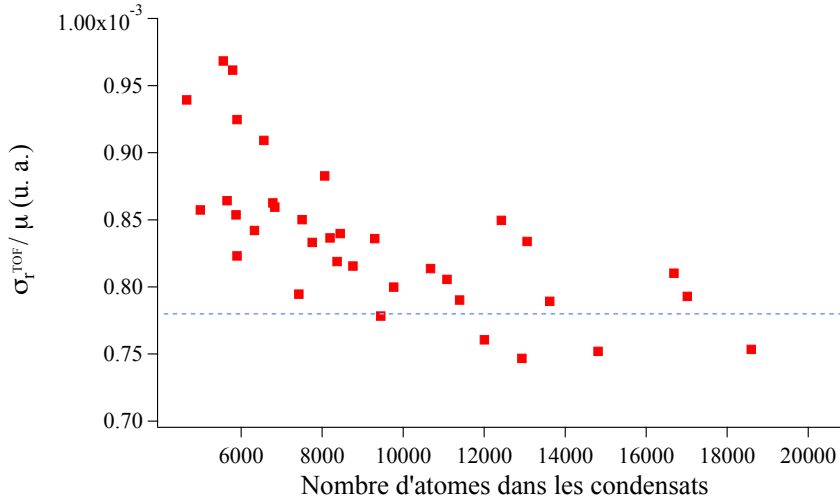


Figure 3.15 Rapport de la taille du nuage après temps de vol sur $N_{\text{BEC}}^{1/5}$. Pour les grands nombre d'atomes, la taille est donnée par le rayon de Thomas-Fermi qui varie en $N_{\text{BEC}}^{1/5}$. En diminuant le nombre d'atomes, le rapport tracé n'est plus constant et commence à augmenter. La taille du nuage diminue moins vite que le potentiel chimique.

3.3.3 Largeurs de corrélations inattendues

Nous avons fait état, au chapitre 2, de la grande différence entre les largeurs des fonctions de corrélations du second ordre opposées et colinéaires. Alors que plusieurs références annoncent qu'elles doivent être à peu de chose près égales [Mølmer 2008, Perrin 2008], la mesure que l'on a détaillée au paragraphe 2.4.5 montre que la largeur de corrélation opposée est dix fois plus importante que celle de l'effet Hanbury Brown et Twiss sur le halo de collisions. L'étude de ces largeurs de corrélation sont toujours en cours et leur explication passent probablement par la prise en compte d'effets à une dimension.

Par ailleurs, nous avons déjà évoqué au paragraphe 3.1.2 qu'une des motivations de la mise en place d'un tel piège optique vertical était d'observer une corrélation de densité dans un nuage froid non condensé qui ne soit pas limitée par la résolution de notre détecteur. En effet, dans l'ancienne configuration où le condensat tombait sur la tranche, la longueur de corrélation théorique (formule (1.19)) de $50 \mu\text{m}$ sur l'axe long n'est pas résolue par notre détecteur dont la résolution sur cet axe est d'environ $200 \mu\text{m}$. Avec ce piège dipolaire, nous avons pu aligner la longueur de corrélation fine (qui vaut maintenant $10 \mu\text{m}$) sur l'axe dont la résolution est 3nm . Ceci semble donc convenir et on s'attend alors à pouvoir mesurer entièrement la fonction de corrélation du second ordre. Or jusqu'à présent, les résultats obtenus ne semblent pas cohérents avec les caractéristiques du piège et du nuage que l'on a présentées au cours de ce chapitre indiquant probablement que la physique est un peu plus complexe que ce que l'on pourrait croire ou que quelque chose sur notre système de détection nous échappent lors de telles mesures. La figure 3.16 présente les projections sur les axes X, Y et Z de la fonction de corrélation qui montrent l'effet HBT dans un nuage atomique non condensé et piégé par notre potentiel optique malgré le fait que la corrélation ne monte pas à la valeur $g^{(2)}(0) = 2$. Par ailleurs, les

largeurs ne semblent concordées que sur les axes transverses.

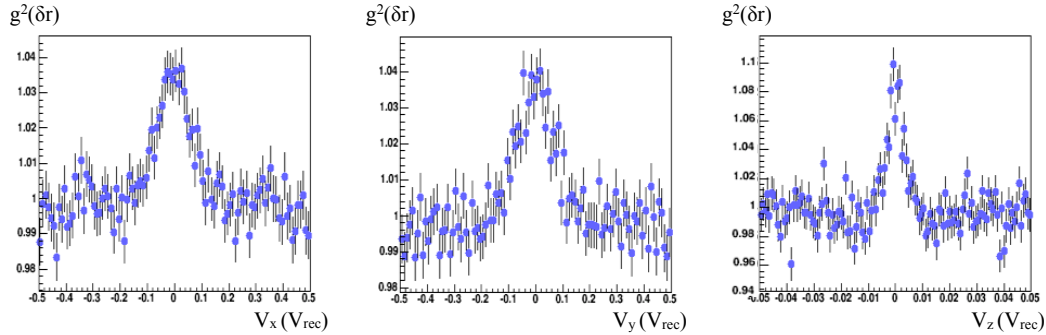


Figure 3.16 Projections sur les axes X, Y et Z de la fonction de corrélation du second ordre. On retrouve de manière qualitative l'effet HBT mais la largeur de corrélation sur l'axe vertical (long) du piège n'est pas celle attendue. De plus, la corrélation n'est pas aussi importante qu'elle devrait l'être.

3.4 Conclusions

Nous avons vu au début de ce chapitre les grands avantages qu'apporte l'utilisation des potentiels optiques pour le piégeage d'atomes et la simulation contrôlée de systèmes physiques que l'on rencontre généralement en matière condensée (§ 3.1.1). Nous avons également parcouru les quelques avantages indéniables que nous procureraient un piège dipolaire sur notre montage expérimental (§ 3.1.2). En particulier, un faisceau laser vertical désaccordé sur le rouge de la transition (qui attire donc les atomes vers ses maxima d'intensité) était certainement la plus simple manière de piéger un condensat allongé sur l'axe vertical. Le véritable intérêt de cette disposition est d'utiliser au mieux les caractéristiques de notre détecteur à trois dimensions dont la résolution sur cet axe vertical est incroyablement excellente comparé à celles sur les deux autres axes. De cette manière, nous nous attendons à observer avec une bien plus grande précision certains phénomènes comme l'effet HBT dans un gaz thermique de bosons.

Nous avons ensuite détaillé les caractéristiques techniques de notre piège optique (§ 3.2), le protocole expérimental que nous avons mis en place et la caractérisation des propriétés de ce piège. Ce potentiel optique a permis d'obtenir un condensat de Bose-Einstein d'hélium métastable qui a ensuite été l'objet central des expériences de mélanges à quatre ondes du chapitre 2. Mais ce potentiel nous a tout d'abord donné la possibilité d'étudier et de mesurer les collisions inélastiques entre états de spins différents qui font justement l'objet du chapitre suivant.

4

Mélanges de spins

On est tous l'étranger de l'autre.

Albert CAMUS

Sommaire

4.1	Introduction	120
4.2	Création des mélanges de spins	122
4.3	Suppression des processus inélastiques de $^5\Sigma_g$	128
4.4	Mesure des constantes de collisions inélastiques prédominantes	131
4.5	Conclusion	135

UNE fois le piège optique mis en place et un nuage d'hélium métastable refroidi jusqu'au seuil de condensation qui se situe à quelques centaines de nanokelvins pour nos nombres d'atomes piégés habituels, nous pouvons utiliser les spécificités du piège pour pouvoir mesurer les taux de collisions inélastiques entre les différents états de spin du triplet 2^3S_1 de l'hélium métastable. Ces grandeurs ne sont accessibles que grâce au fait qu'un potentiel optique offre un degré de liberté supplémentaire par rapport à un piège magnétique : la possibilité de piéger n'importe quel état de spin. Nous souhaitons ainsi utiliser cet avantage pour donner la preuve expérimentale, dans le cas de l'hélium métastable, que l'étude de mélanges de spins est possible malgré les interactions inélastiques.

En effet, l'énergie interne de l'état métastable que l'on manipule est un couteau à double tranchant. Bien qu'elle offre des possibilités de détection autres qu'optiques, elle tend malheureusement à accroître les pertes par collisions inélastiques et empêche par conséquent le refroidissement à des très basses températures dans la plupart des cas. Seul jusqu'à présent un nuage d'atomes entièrement polarisés ($m = 1$ ou $m = -1$) a permis de prouver expérimentalement que l'on pouvait éviter ces pertes [Robert 2001, Pereira Dos Santos 2001b]. Par ailleurs, les constantes de collisions entre atomes d'hélium métastable ont fait l'objet de plusieurs études théoriques durant les années précédant les premières réalisations d'un condensat de Bose-Einstein de cet atome. En particulier, ces publications prédisent que les paires de spins ($m = 0, m' = \pm 1$) ont moins de chance de subir une collision inélastique et sont donc des bons candidats pour étudier des phénomènes physiques dans des gaz hétérospins [Orth 2008, Juliá-Díaz 2009, Weld 2009]. Néanmoins, peu d'informations expérimentales sur l'intensité de ces collisions suivant les différentes combinaisons d'états de spin possibles n'ont pu être dégagées. C'est pourquoi nous aimerions étudier ces collisions dans des mélanges de spins pour tout d'abord mettre en évidence une telle réduction (qui se

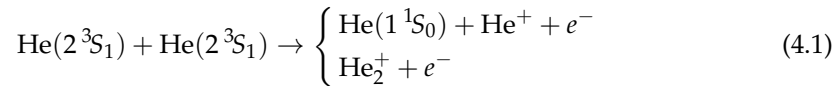
manifeste pour des couples d'atomes de spin total différent de zéro) et pour ensuite mesurer la constante de collisions des autres couples de spins instables (ceux dont la somme des spins fait zéro).

La première partie de ce chapitre portera sur les études théoriques et expérimentales des collisions entre atomes d'hélium métastable. Nous détaillerons ensuite les mécanismes que nous mettons en jeu pour créer des mélanges de spins dont les populations relatives sont bien contrôlées. Dans un troisième temps, nous analyserons qualitativement les pertes par collisions inélastiques et nous listerons tous les couples stables ainsi que tous ceux instables. Ceci nous permettra finalement raffiner nos mesures pour donner une valeur plus propre des constantes de collisions entre espèces de spins instables.

4.1 Introduction

4.1.1 Collisions inélastiques

L'une des plus grande distinction entre l'hélium métastable et les alcalins communs que la communauté a appris à condenser est la grande énergie interne de l'état qui nous sert d'état fondamental (qui est de 19.8 eV). C'est grâce à cette énergie que les atomes d'hélium peuvent arracher des électrons de la surface métallique des galettes à micro-canaux qui constituent le premier étage de notre détecteur (voir annexe A.3). Néanmoins, le prix à payer pour cette caractéristique est qu'il faut jongler avec des processus inélastiques causés par le fait que le seuil d'ionisation d'un atome d'hélium à 24.6 eV est inférieure à la somme des énergies internes de deux atomes d'hélium métastable (voir l'annexe A.1). Ces interactions sont décrites par les réactions suivantes :



Ces événements portent respectivement le nom de collision Penning [Penning 1927] et d'ionisation associative. Ce sont des processus inélastiques (autrement dit des pertes) qui génèrent des ions. Ces derniers ont le bon goût de ne pas rester piégés et d'être attirables par des champs électromagnétiques sur un autre détecteur à micro-canaux [Sirjean 2003, Deconihout 2002]. Ceci nous permet actuellement de surveiller en temps réel plusieurs étapes de notre séquence expérimentale comme le chargement du piège magnéto-optique ou le refroidissement évaporatif mais ils pourront également nous servir, dans l'avenir, de signal de mesure avec le réseau.

Comme nous l'avons évoqué juste au dessus, de nombreuses études théoriques ont été menées pour tenter de calculer les diverses caractéristiques des interactions moléculaires entre atomes d'hélium métastable, s'appuyant pour une grande partie sur la structure électronique suffisamment simple qui permet des calculs *ab initio* [Müller 1991, Stärck 1994]. Ces travaux ont pu déterminer une constante d'ionisation K_{SS} à environ $10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ [Julienne 1989]. Nous verrons cependant à la section 4.3 que ces collisions inélastiques peuvent être inhibées en pompant tous les atomes dans le niveau $m = 1$ ou $m = -1$ [Shlyapnikov 1994]. Cette opération est plus que nécessaire puisqu'un gaz condensé a très facilement une densité de 10^{13} cm^{-3} et aurait alors une durée de vie

de quelques dizaines de millisecondes. Il y aurait même très peu de chance d’approcher ce seuil de condensation quand on sait qu’un refroidissement évaporatif efficace prend plusieurs dizaines de secondes.

Plusieurs mesures de cette constante d’ionisation, effectuées à partir d’un piège magnéto-optique, ont effectivement confirmé l’ordre de grandeur des valeurs théoriques [Tol 1999, Stas 2006, Mastwijk 1998a, Mastwijk 1998b]. Notons, par ailleurs, que les collisions inélastiques en présence de lumière, majoritairement dues à des collisions entre un atome excité dans l’état 2^3P et un atome dans l’état métastable 2^3S_1 , sont alors grandement facilitées et la constante de collisions assistées par la lumière peut valoir jusqu’à $10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$ [Browaeys 2000, Pereira Dos Santos 2001a]. Enfin, le point commun de toutes ces mesures est qu’elles restent des mesures globales de pertes qui ne distinguent donc pas les rôles des différents couples d’états de spin. L’étude menée dans le présent manuscrit va s’attacher à isoler les interactions entre chaque état de spin pour observer la relative stabilité de certains mélanges et pour mesurer les constantes de collisions des autres.

4.1.2 Collisions élastiques entre atomes d’hélium métastable polarisés

Si on se place maintenant dans le cas entièrement polarisé, les collisions entre atomes d’hélium métastable sont alors majoritairement élastiques comme nous le verrons plus tard (§ 4.3) et peuvent être décrites, aux températures de nos nuages, par un seul paramètre algébrique appelé longueur de diffusion a . Ces collisions sont la brique essentielle du refroidissement évaporatif où elles permettent une rethermalisation du nuage. Le signe et la valeur de ce paramètre a sont alors importants : une valeur négative signifie une interaction attractive entre les atomes qui rend impossible^a la condensation de Bose-Einstein car le nuage s’effondrerait alors sur lui-même [Gerton 2000]. Notons également que nous avons déjà abordé ces collisions lors de notre étude d’une source de paires atomiques au chapitre 2. Historiquement, la longueur de diffusion pour l’hélium métastable a été mesurée à partir de la taille et du nombre d’atomes dans un condensat [Robert 2001, Pereira Dos Santos 2001b]. Des mesures de spectroscopie de photoassociation à deux photons ont affiné ensuite la valeur qui est de $7.512 \pm 0.005 \text{ nm}$ [Moal 2006].

Nous avons déjà vu au paragraphe 2.2 que cette grandeur est reliée à la section efficace élastique à température nulle. Dans le cas d’atomes identiques dans le même état interne, comme c’est le cas pour le nuage froid polarisé que l’on traite, la section efficace de collision s’écrit :

$$\sigma_0 = 8\pi a^2 \quad (4.2)$$

A partir de cette formule, nous pouvons finalement calculer la constante de collisions élastiques par $\alpha_{\text{el}} = \sigma_0 \langle v_{\text{rel}} \rangle$ où apparaît la vitesse relative moyenne des atomes qui, à la température de nos nuages, vaut 10 cm/s . On trouve alors $\alpha_{\text{el}} \simeq 1.4 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$.

Un refroidissement évaporatif est d’autant plus efficace que la longueur de collision est grande et positive et que les collisions élastiques sont dominantes par rapport aux collisions inélastiques. Pour le premier point, la valeur donnée précédemment montre qu’il y a aucun problème. A titre de comparaison, elle est même plus importante que celle des alcalins usuels : $\sim 5 \text{ nm}$ pour le rubidium ^{87}Rb et $\sim 3.5 \text{ nm}$

a. Ceci n’est pas tout à fait vrai. Pour des nombres d’atomes suffisamment petits, une phase condensée peut quand même être stable [Dalfovo 1999].

pour le sodium ^{23}Na . Pour le deuxième argument, la constante de collisions inélastiques est réduite pour un nuage polarisé et son ordre de grandeur est de $10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$ [Fedichev 1996]. Le rapport du taux de collisions élastiques sur celui des collisions inélastiques est donc de $\alpha_{el}/\beta_{in} \sim 10^4$. Cette valeur, du même ordre de grandeur que celles des alcalins, prouve que les collisions inélastiques ne sont pas une limitation pour l'obtention d'un condensat. Expérimentalement, la polarisation du nuage est nécessairement vérifiée si celui-ci est piégé magnétiquement et la réalisation d'un condensat de Bose-Einstein dans un tel piège est la preuve expérimentale de cette réduction [Robert 2001, Pereira Dos Santos 2001b, Tychkov 2006, Dall 2007].

La longueur de diffusion entre deux atomes dans $m = 0$ peut être reliée à celle entre deux atomes dans $m = 1$ qui est bien connue comme on vient de le voir [Leo 2001]. On en tire alors une valeur de $a_{00} = 5.3 \text{ nm}$ qui est légèrement plus faible que la première. Par conséquent, on en déduit que la constante de collisions élastiques α'_{el} n'est que deux fois plus faible. Par contre, nous allons justement mesurer, dans ce chapitre, la constante de collisions inélastiques β_{00} (§ 4.4). Nous verrons qu'elle est du même ordre de grandeur que α'_{el} ce qui limite le refroidissement évaporatif.

4.2 Création des mélanges de spins

Comme nous venons de le mentionner, les collisions inélastiques sont très fortement réduites dans un nuage polarisé. Afin de mesurer les différentes constantes de collisions pour toutes les combinaisons de spins possibles du triplet 2^3S_1 , on peut rebrancher ces interactions inélastiques en dépolarisant de façon contrôlée notre nuage atomique. Le transfert radio-fréquence que l'on va mettre en œuvre pour changer l'état interne d'une partie des atomes a déjà été mentionné au paragraphe 2.4.5 où il avait été employé pour transférer un maximum d'atomes dans l'état $m = 0$ avant de les faire collisionner entre eux. La suite de cette section décrit comment ces mélanges de spins sont créés et comment on ajuste les populations des différents états de spin relativement les unes aux autres.

4.2.1 Balayages de fréquences RF

Nos mélanges de spins sont créés à partir d'un nuage atomique piégé par le faisceau laser à 1550 nm (dont les détails ont été donnés au chapitre précédent) et refroidit par évaporation à une température proche mais supérieure à la température de condensation T_C . Ensuite, le nuage est recomprimé adiabatiquement en remontant l'intensité du faisceau à sa valeur maximale à laquelle il se thermalise en environ 1 s . A la fin de cette séquence, on obtient un nuage qui contient typiquement $N = 5 \cdot 10^5$ atomes à la température de $T = 1.25 T_C = 2 \text{ } \mu\text{K}$. La densité initiale, c'est-à-dire avant création du mélange, est de $n_0 \simeq 2.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^3$.

Nous utilisons un rayonnement radio-fréquence de fréquence ω_{rf} qui permet de coupler les états fins adjacents du triplet 2^3S_1 ($m = \pm 1 \leftrightarrow m = 0$) séparés par un champ magnétique homogène de 4 G (paragraphe 3.2.1). Afin de ne pas coupler qu'une seule classe d'atomes, la fréquence de cette onde va être balayée de façon non adiabatique sur une plage de 3 MHz centrée à 11 MHz durant 2 ms . La puissance de cette onde est ajustée suivant les populations que l'on désire comme expliqué à la fin de cette section. Ce procédé s'inspire de celui déjà mis en œuvre au MIT dans l'équipe de W. Ketterle pour faire

sortir d'un piège magnétique une certaine proportion d'atomes condensés créant de cette manière un laser à atomes pulsé [Mewes 1997]. Ce mécanisme dynamique de couplage est en fait une extension d'un important résultat semi-classique dont on a donné le nom de formule de Landau-Zener.

Calcul de Landau-Zener Le calcul de Landau-Zener est un calcul analytique des équations du mouvement gouvernant la dynamique de la transition entre deux niveaux, noté $|0\rangle$ et $|1\rangle$, d'un système quantique régi par un hamiltonien dépendant du temps. La dépendance temporelle se traduit par la variation linéaire de l'écart en énergie ΔE entre les deux niveaux (voir Fig. 4.1) :

$$\Delta E = E_1(t) - E_0(t) = \alpha t \quad (4.3)$$

où α est une constante. L'énergie E est variée à l'aide de la variable q (qui peut être un champ magnétique par exemple) et α est donc donnée par $\dot{q} \frac{\partial E}{\partial q}$. Publié séparément par L. Landau et C. Zener en 1932 [Landau 1932, Zener 1932], ce calcul ne se restreint pas à l'approximation adiabatique dans laquelle le système s'adapte à l'évolution de l'environnement et donne donc la probabilité d'une transition diabatique entre les deux niveaux.

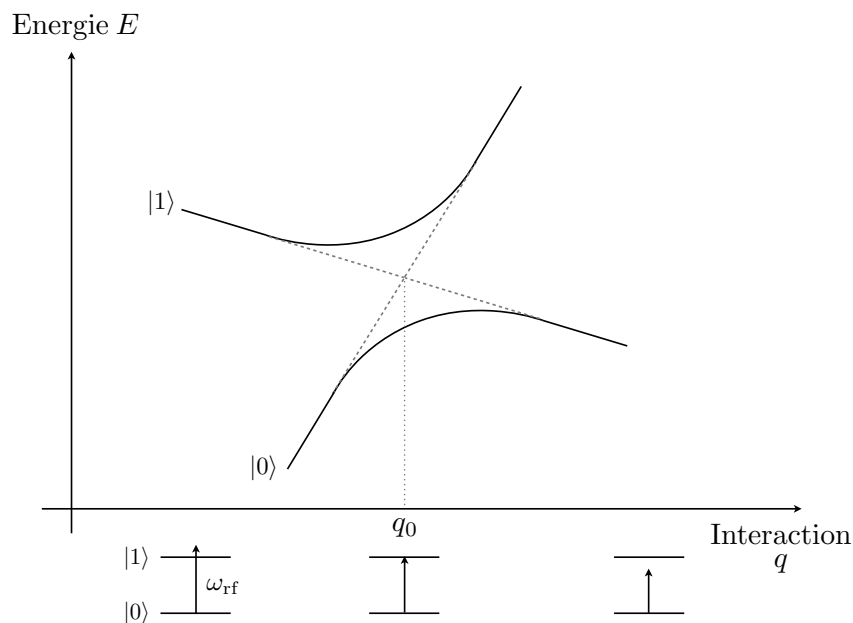


Figure 4.1 Croisement des niveaux d'énergies d'un système à deux niveaux en fonction d'une variable d'interaction q . Les deux énergies varient linéairement avec la variable q et se croisent pour un système sans couplage en $q = q_0$. Un couplage entre eux lève la dégénérescence en ce point et crée un croisement évité. Lorsque q varie linéaire en fonction du temps ($\dot{q} = \text{cste}$), le calcul de Landau-Zener [Landau 1932, Zener 1932] donne les probabilités de transition diabatique d'un niveau à l'autre. Un balayage de fréquence est une réalisation expérimentale de ce problème. Les trois diagrammes d'énergie montre la correspondance avec le schéma pour les cas extrêmes pour lesquels l'onde est loin de résonance ($q \rightarrow \pm\infty$) ou à résonance ($q = q_0$).

Un calcul plus accessible à l'aide d'intégrales de contour est décrit dans [Wittig 2005]. L'idée générale est de partir de l'état à l'instant t qui est donné par :

$$|\Psi\rangle = A_0 \exp\left(-i\hbar \int E_0 dt\right) |0\rangle + A_1 \exp\left(-i\hbar \int E_1 dt\right) |1\rangle \quad (4.4)$$

avec A_i la population du niveau $|i\rangle$ (la dépendance temporelle des A_i n'est pas explicitement écrite). A $t = 0$, nous supposons que l'état est dans $|0\rangle$ et que $q \rightarrow -\infty$. Ensuite, l'équation de Schrödinger dépendante du temps donne le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \dot{A}_0 = -i\Omega A_1 \exp\left(i\hbar \int \Delta E dt\right) \\ \dot{A}_1 = -i\Omega A_0 \exp\left(-i\hbar \int \Delta E dt\right) \end{cases} \quad (4.5)$$

La grandeur Ω est en fait la pulsation de Rabi à laquelle les populations oscillent au point de croisement, c'est-à-dire pour $q = q_0$ (voir Fig. 4.1). A partir de l'expression (4.3) de l'écart en énergie entre les deux niveaux et en dérivant les équations du système (4.5), nous arrivons à l'équation :

$$\ddot{A}_1 + i\alpha t \dot{A}_1 + \Omega A_1 = 0 \quad (4.6)$$

La quantité désirée est ici la valeur de A_1 pour $t \rightarrow \infty$ qui nous donne la probabilité de transition à la fin du balayage (en supposant que celui-ci traverse totalement le croisement $q \rightarrow +\infty$). Nous mettons de côté les détails de calculs que l'on peut retrouver dans [Wittig 2005, Rubbmark 1981], la probabilité de transition diabatique entre $|0\rangle$ et $|1\rangle$ est alors donnée par :

$$P_{LZ} = |\langle \Psi(q \rightarrow \infty) | 1 \rangle|^2 = e^{-2\pi\Gamma} \quad (4.7)$$

où $\Gamma = \Omega^2/\hbar|\alpha|$. Elle dépend donc de la force du couplage au travers de la pulsation de Rabi ce qui nous servira par la suite. On notera par ailleurs que la probabilité de transition est reliée à la vitesse de Landau-Zener $v_{LZ} = \dot{q}$ au travers de la grandeur α . Plus cette vitesse est faible, moins il y a de chance de réaliser une transition vers l'état excité comme le stipule le théorème adiabatique [Messiah 1995].

L'évolution des populations atomiques de notre nuage lors d'un balayage de la fréquence radio-fréquence peut être déduite par analogie avec un tel calcul à ceci près que nous ne faisons pas varier l'écart d'énergie entre les états atomiques mais la fréquence de l'onde qui couple ces niveaux (Fig. 4.1). Nous devons aussi généraliser le calcul précédent pour un système à trois niveaux et à deux couplages. De nombreux articles fournissent une description de telles généralisations [Carroll 1985, Sinitsyn 2002] sur lesquels nous allons nous appuyer. Dans l'approximation des ondes tournantes, on peut se ramener au problème de Landau-Zener et les équations du mouvement sont alors données par :

$$i\hbar \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a_{-1} \\ a_0 \\ a_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\alpha_{-10}t & -\Omega_{-10} & 0 \\ -\Omega_{-10} & 0 & -\Omega_{01} \\ 0 & -\Omega_{01} & \alpha_{01}t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{-1} \\ a_0 \\ a_1 \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

Notre système a la particularité que le niveau $|-1\rangle$ est le symétrique de $|1\rangle$ par rapport à $|0\rangle$. On entend par là que $\Delta E_{-10} = \Delta E_{01}$ et que l'onde radio-fréquence couple tout aussi bien $|0\rangle$ et $|1\rangle$ entre eux que $|-1\rangle$ et $|0\rangle$: les fréquences de Rabi sont toutes égales

$\Omega_{-10} = \Omega_{01} = \Omega$. Les populations finales de chacun des niveaux sont données dans le tableau 4.1 pour chaque état initial particulier [Carroll 1985] (l'état complètement polarisé dans l'état $| -1 \rangle$ a été omis pour des raisons de symétrie).

	Populations initiales des niveaux $ -1 \rangle, 0 \rangle$ et $ 1 \rangle$	Populations finales des niveaux $ -1 \rangle, 0 \rangle$ et $ 1 \rangle$
$\left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 0 \\ 1 \end{array} \right.$		$(1 - \exp(-2\pi\Gamma))^2$ $2 \exp(-2\pi\Gamma)(1 - \exp(-2\pi\Gamma))$ $\exp(-4\pi\Gamma)$
$\left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 1 \\ 0 \end{array} \right.$		$2 \exp(-2\pi\Gamma)(1 - \exp(-2\pi\Gamma))$ $(1 - 2 \exp(-2\pi\Gamma))^2$ $2 \exp(-2\pi\Gamma)(1 - \exp(-2\pi\Gamma))$

Table 4.1 Populations finales pour chaque état de spin $m = -1, 0, 1$ pour états initiaux entièrement dans $| 1 \rangle$ (1^{er} groupe) et $| 0 \rangle$ (2^e groupe). $\Gamma = \Omega^2 / \hbar |\alpha|$ est le paramètre de Landau-Zener que l'on ajuste avec la puissance de l'onde radio-fréquence. Le cas pour un état initial $| -1 \rangle$ se déduit facilement du premier groupe.

Le paramètre Γ est ici strictement équivalent à celui mentionné lorsque l'on a donné la formule de Landau-Zener (4.7). Il est totalement contrôlé par les paramètres expérimentaux de l'onde radio-fréquence. D'après les valeurs finales du tableau 4.1, on peut ajuster les populations des différents niveaux en changeant la puissance de l'onde ou la vitesse du balayage (que l'on garde dans notre cas fixée à 1.5 MHz/ms). On a tracé sur la figure 4.2 les populations finales en fonction de la puissance de l'onde radio-fréquence pour un état initial entièrement polarisé dans le sous-niveau magnétique $m = 1$ (1^{er} triplet du tableau 4.1).

Par la suite, nous allons surtout nous intéresser à trois types de transfert qui sont indiqués sur la figure 4.2 par les lettres a , b et c . Le cas a correspond à un balayage à faible puissance à la fin duquel les populations sont séparées de façon équilibrée entre $m = 0$ et $m = 1$ avec une petite quantité de l'ordre de 10% dans $m = -1$. Pour une puissance radio-fréquence un peu plus élevée, nous atteignons le cas c où 50% des atomes sont dans l'état $m = 0$ et le reste est équiréparti dans les états $m = \pm 1$. Enfin, à encore plus grande puissance RF, le dernier cas généré, noté b , est équivalent au premier : environ 10 % des atomes restent dans l'état $m = 1$ tandis que le reste se partagent en proportions égales entre $m = 0$ et $m = -1$. Ces trois transferts nous seront utiles pour mesurer les différentes constantes de collisions inélastiques entre chaque couple d'états (m, m') .

Maximisation du sous-niveau $m=0$ L'un des plus gros désavantage de ce mécanisme réside dans le fait que l'on ne peut pas transférer plus de 50 % des atomes dans l'état $m = 0$ à cause du couplage similaire entre l'état $m = 0$ et l'état $m = -1$. Néanmoins, cela reste un moyen facilement mis en place, robuste et que l'on a donc pu utiliser pour d'autres expériences (chapitre 2). Contrairement au transfert a et b , le transfert c peut être ajusté finement afin de maximiser le nombre d'atomes dans $m = 0$.

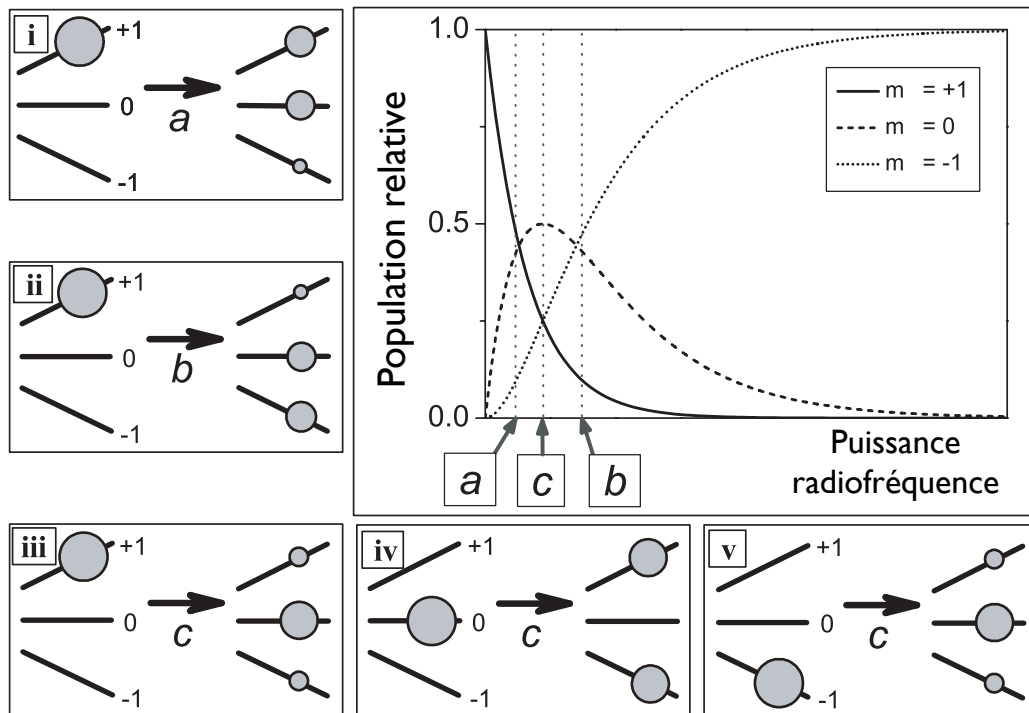


Figure 4.2 Liste des principaux balayages radio-fréquences utilisables. Le plus grand cadre représente la solution du problème de Landau-Zener (donnée par le premier groupe du tableau 4.1) pour notre système à trois niveaux dont l'état initial est $|\Psi\rangle = |1\rangle$. Il donne les probabilités finales en fonction de la puissance radio-fréquence. Les cinq autres petits cadres sont des diagrammes donnant les populations finales pour différents états initiaux et différentes puissances radio-fréquence. Les cadres (i)-(iii) correspondent directement aux courbes tracées dans le cadre principal, (v) est le symétrique de (iii). Le cadre (iv) illustre les solutions pour un état initial $|0\rangle$ données par la figure 4.3.

Ceci se fait en appliquant deux fois l'onde radio-fréquence sur un nuage initialement polarisé. Le premier balayage crée donc un mélange de spins dont les proportions sont données par les courbes de la figure 4.2 et on suppose que l'on est proche du cas c (cadre iii). Un gradient de champ magnétique vide ensuite le piège des états de spin sensible à celui-ci de telle sorte qu'il ne reste^b que des atomes dans $m = 0$. Alors, un deuxième balayage identique au premier est appliqué sur ces atomes. Les différentes populations finales sont cette fois-ci données par le deuxième triplet du tableau 4.1 et leur comportement avec la puissance de l'onde radio-fréquence est représentée sur la figure 4.3.

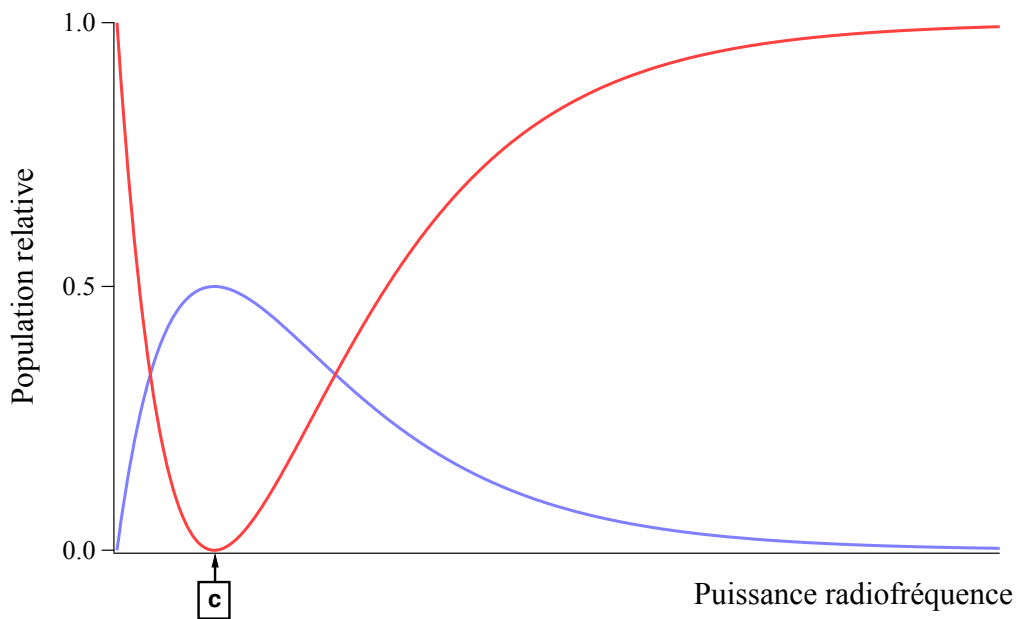


Figure 4.3 Balayages radiofréquence à partir de l'état initial $|0\rangle$. Les populations relatives de $|\pm 1\rangle$ sont superposées (en bleu), $|0\rangle$ est en rouge. Le transfert c correspond bien à un état final où la composante de l'état $|0\rangle$ est nulle.

Le cas c correspond bien à l'illustration iv de la figure 4.2 où il ne reste aucun atome dans l'état $m = 0$. Dans un cas proche mais néanmoins distinct du cas c , le deuxième balayage ne sera pas optimal et laissera un petit reste d'atomes dans $m = 0$. Ce reste nous sert ainsi de signal à minimiser et s'est avéré être très pratique pour ajuster la puissance RF pour obtenir parfaitement le transfert c .

4.2.2 Dispositif de Stern-Gerlach

Une fois les mélanges de spins créés, nous les laissons évoluer pendant un temps arbitraire durant lesquels les différentes espèces de spins interagissent. Le piège, alors à puissance maximale, est soudainement coupé. La bobine externe qui nous servait auparavant à annuler les gradients de champ magnétique sur la direction verticale (voir

^b. La profondeur du piège à ce moment-là est assez faible pour que le gradient de champ magnétique arrive à pousser les atomes en dehors

paragraphe 3.2.2) va nous permettre maintenant de créer un champ magnétique inhomogène que nous appliquons pour transmettre une vitesse différente pour chaque espèce de spins et réaliser un dispositif de Stern-Gerlach [Gerlach 1922]. Chaque état de spin a donc un temps d'arrivée sur les galettes à micro-canaux bien distinct de celui des autres états ce qui nous permet de compter les trois populations relatives séparément.

Nous avons déjà remarqué que, compte tenu de la longue chute libre, les états $m = \pm 1$ étaient, dans le cas général, poussés hors du détecteur par les champs magnétiques résiduels. On peut en fait s'arranger pour ramener ces atomes à l'aide d'une bobine externe, que l'on dénomme usuellement pousseur en ajustant son courant. Par chance, il existe une valeur de courant qui permet de détecter les trois nuages de façon distinctes mais qui entraîne cependant une distorsion de leur forme impliquant alors des erreurs systématiques sur le nombre d'atomes et la température mesurés. Nous verrons plus tard (§ 4.4) que l'utilisation du transfert c que l'on a décrit juste au dessus va nous permettre d'améliorer ce point.

4.3 Suppression des processus inélastiques de $^5\Sigma_g$

Sans entrer tout de suite dans les détails de potentiels moléculaires, nous pouvons d'ores et déjà donner une explication qualitative de l'origine de la réduction des collisions ionisantes pour un gaz froid polarisé. En effet, l'isotope bosonique ^4He a un spin nucléaire nul et un spin électronique de 1 lorsqu'il est dans l'état métastable 2^3S_1 . Le système de deux tels atomes préparés dans un état polarisé, comme les réactifs du système (4.1), a donc un spin total de $S = 2$ (et une projection sur l'axe de quantification $M_S = 2$). Les produits de cette réaction étant un électron et un ion He^+ tout deux de spin 1/2 ainsi qu'un atome d'hélium dans l'état fondamental 1^1S_0 de spin total nul, la somme de leur spins ne peut atteindre 2. Comme cette réaction doit nécessairement conserver le spin total^c S , elle se trouve être interdite pour un échantillon entièrement polarisé.

4.3.1 Potentiels moléculaires de l'hélium métastable

Au premier abord, les atomes d'un gaz d'hélium métastable peuvent être considérés comme isolés lorsque le gaz est assez dilué. Ainsi, l'état quantique d'une paire d'atomes est juste le produit des états atomiques 2^3S_1 . Mais dès que ces atomes s'approche assez près l'un de l'autre, les états propres de la paire deviennent des superpositions linéaires de ces états atomiques et dont on donne le nom d'états moléculaires. Dans le cas de l'hélium métastable (dans l'état 2^3S_1), il n'existe que trois états moléculaires qui sont $^1\Sigma_g^+$ (singulet), $^3\Sigma_u^+$ (triplet) et $^5\Sigma_g^+$ (quintuplet). Les potentiels d'interactions correspondant à $^1\Sigma_g^+$ et $^3\Sigma_u^+$ ont été calculés *ab initio* dans [Müller 1991]. Le potentiel $^5\Sigma_g^+$, qui joue un rôle important dans la suppression des collisions Penning, est connu avec une bien meilleure précision [Müller 1991, Stärck 1994, Gadéa 2002] car c'est un état métastable : les états triplets et singulets ont un nombre infini d'états de même symétrie et d'énergie inférieure. Ceci se remarque sur la figure 4.4 où sont tracés les trois potentiels. Le calcul *ab initio* est alors rendu très délicat à cause du continuum électronique dans lequel sont ces états singulets et triplets de la paire métastable.

c. Ceci est vrai uniquement en l'absence de lumière et en négligeant les interactions spin-dipole (§ 4.3.2).

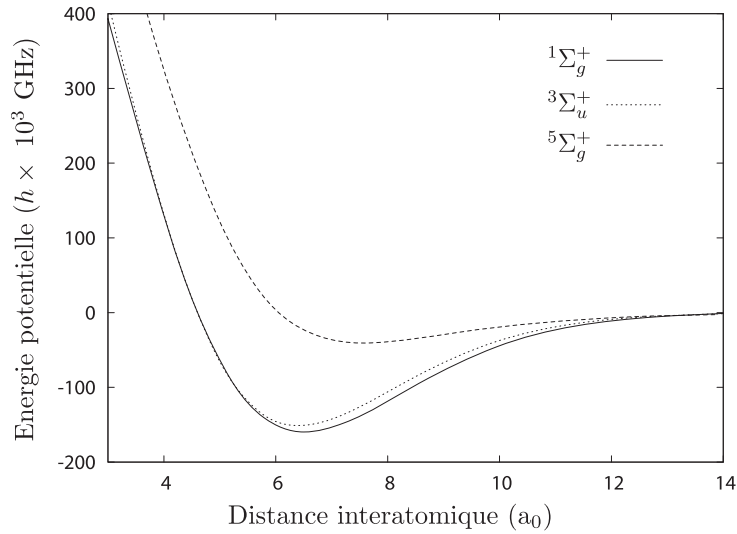


Figure 4.4 Potentiels moléculaires entre deux atomes d'hélium métastable dans l'état 2^3S_0 dans l'état électronique singulet (trait plein), triplet (pointillés) et quintuplet (tirés). Extrait de [Portier 2007].

4.3.2 Réduction des collisions Penning

De manière plus approfondie, les collisions que l'on étudie ont lieu entre des atomes identiques et nous obligent à considérer les conditions de symétrie de la fonction d'onde du système total. A cause du spin nucléaire nul, seules les ondes partielles paires contribuent aux potentiels moléculaires $^1\Sigma_g^+$ et $^5\Sigma_g^+$ et seules celles impaires contribuent à $^3\Sigma_u^+$. Or, aux températures auxquelles sont les nuages atomiques, les collisions entre atomes sont dominées par celles en onde S et on peut donc immédiatement éliminer le potentiel moléculaire $^3\Sigma_u^+$ pour ces raisons de symétrie.

Par ailleurs, nous n'allons considérer dans cette partie que des couples d'atomes dont la somme des projections du spin $M = m_1 + m_2$ est différente de zéro. Par conséquent, nous pouvons également éliminer le potentiel $^1\Sigma_g^+$ qui n'intervient qu'entre atomes dont la somme vaut $M = 0$ [Leo 2001]. De ce fait, nous voyons que les couples suivants

	Projection du spin de l'atome 1 m_1	Projection du spin de l'atome 2 m_2
Couples polarisés :	-1 1	-1 1
Couples "demi-polarisés" :	1 -1	0 0

Table 4.2 Liste des couples considérés dans le potentiel moléculaire $^5\Sigma_g^+$.

n'interagissent entre eux que par le potentiel moléculaire ${}^5\Sigma_g^+$. Le raisonnement présenté au paragraphe 4.3.1 nous indique que ce potentiel inhibe les processus inélastiques et que, par conséquent, aucun couple listé juste au dessus ne créera d'ions en collisionnant. Notons néanmoins que ces couples peuvent interagir entre eux par l'interaction spin-dipole qui peut faire basculer un spin de telle sorte que M devienne égale à 0 [Fedichev 1996]. Dès lors, les processus (4.1) peuvent se produire et amener à une perte (§ 4.4). Jusqu'à présent, les mesures de pertes à deux corps n'avaient pas les moyens de résoudre les pertes entre les différents états de spin et il n'y avait donc jamais eu de preuves expérimentales de la stabilité entre les états de spin $m = 0$ et $m = \pm 1$. La confirmation de cette hypothèse ouvrirait les portes sur la physique des mélanges de spins et pourquoi pas sur des simulations de phénomènes de magnétisme [Jo 2009].

Mesures qualitatives Les transferts a et b nous permettent justement de créer des mélanges de spins où nous faisons intervenir majoritairement les états $m = 0, 1$ ou $m = -1, 0$. A la fin de ce balayage, on garde ce mélange dans le piège recomprimé pendant une durée arbitraire que l'on fait varier de 1 ms à 200 ms. On a tracé sur la figures 4.5 les populations de chaque espèce de spin mesurées séparément après temps de vol (voir paragraphe 4.2.2). Les lettres des sous-figures correspondent aux lettres des transferts.

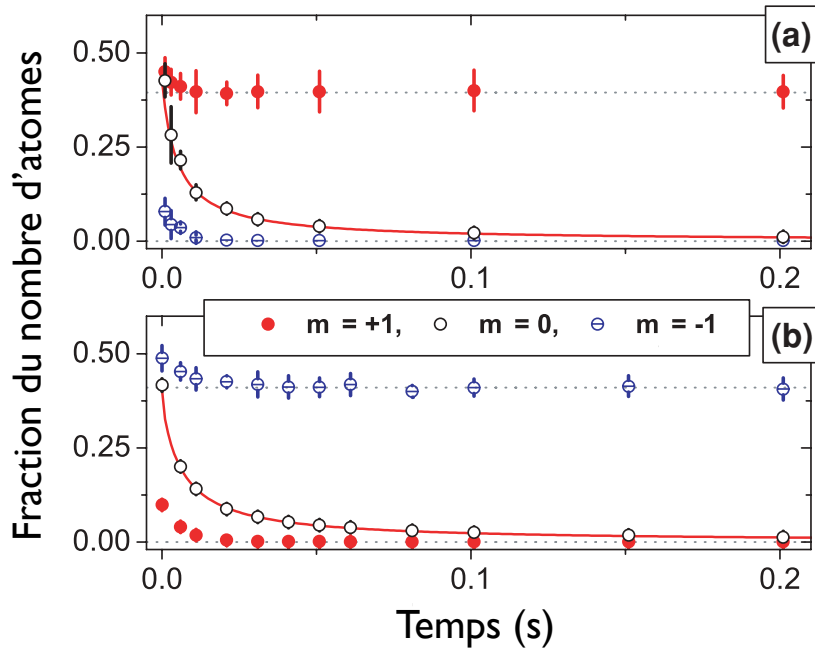


Figure 4.5 Pertes dans un mélange avec une espèce de spin minoritaire créé par les transferts a (ss-fig. (a)) et b (ss-fig. (b)) de la figure 4.2. Nous traçons l'évolution des populations de chaque espèce de spin pour déterminer les combinaisons stables et instables. Les barres d'erreurs sont calculées à partir de l'écart-type du nombre d'atomes moyens détectés. Les courbes en trait plein sont un ajustement préliminaire des pertes à deux corps pour les atomes dans $m = 0$ qui donnent une valeur $\beta_{00}^{\text{prelim}} = 7 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$. Les lignes en pointillés servent de guide.

Ces deux cas de figures sont symétriques par échange de l'état $m = 1$ en l'état $m = -1$. Une fois le mélange créé, les populations des trois espèces de spin commencent à décroître jusqu'à ce que l'espèce minoritaire disparaît ($m = -1$ dans le cas (a), $m = 1$ dans (b)). A ce moment-là, la population de l'espèce symétrique se stabilise tandis que l'espèce de spin nul continue de décroître sans être perturbée. Le comportement des états $m = 1$ et $m = -1$ lorsqu'ils sont seuls en présence d'un bain d'atomes dans l'état $m = 0$ confirme la stabilité relative (aux échelles de temps et de densité auxquels on a accès) des couples d'atomes de spin total différent de zéro du tableau 4.2. Puisque nos conditions expérimentales ne nous permettent pas de distinguer, aux temps longs, les pertes à deux corps des pertes à un corps dues aux collisions avec le gaz résiduel, nous ne pouvons alors obtenir qu'une limite supérieure grossière β_{\max} de l'ordre de 10^{-13} cm³/s pour les taux de pertes $\beta_{10, -10, 11, -1-1}$. Ce résultat est néanmoins cohérent avec la réduction des pertes pour des échantillons entièrement polarisés et il est, de plus, une démonstration directe de l'extension de cette réduction aux deux autres couples de spins.

Par ailleurs, les figures 4.5 présentent une période transitoire durant laquelle les trois espèces de spin subissent des pertes par collisions inélastiques. La stabilisation de la population de l'état $m = \pm 1$ après la disparition de son symétrique $m = \mp 1$ indique que le couple (1, -1) est bien instable. Tout comme le couple (0,0) qui continue de décroître même après la disparition de l'espèce de spin minoritaire et la stabilisation de la troisième espèce. Ces observations correspondent bien aux attentes théoriques qui stipule que le potentiel moléculaire $^1\Sigma_g^+$ cause des pertes inélastiques [Julienne 1989, Venturi 2000, Leo 2001]. La courbe en trait plein sur la figure 4.5 est un ajustement pour des pertes uniquement à deux corps et donne une valeur préliminaire de $\beta_{00}^{\text{prelim}} = 7 \cdot 10^{-10}$ cm³/s, elle aussi déjà en bon accord avec les valeurs théoriques et celles obtenues par le passé (§ 4.1).

Les combinaisons d'états de spin stables et instables étant identifiées, nous pouvons maintenant nous focaliser sur un traitement quantitatif des pertes prédominantes.

4.4 Mesure des constantes de collisions inélastiques prédominantes

4.4.1 Modélisation

Il va être nécessaire pour poursuivre l'étude quantitative des constantes de collisions de modéliser l'évolution de la densité atomique locale du gaz thermique $n(\mathbf{r})$ (dénotée n dans (4.9) par souci de clarté) par l'expression écrite ici de manière générale :

$$\frac{dn}{dt} = -\Gamma n - \beta n^2 - L_3 n^3 \quad (4.9)$$

où $\Gamma = 1/\tau = 0.04$ s⁻¹ est le taux de perte à un corps incluant les collisions avec le gaz résiduels et la diffusion de photons du laser piège (§ 3.2.4), β la constante de collisions à deux corps et L_3 la contribution des pertes à trois corps. Le terme L_3 sera négligé car nous verrons par la suite que les pertes à trois corps ne contribuent pas aux faibles densités de notre nuage thermique. Nous verrons également que les pertes à un corps

sont négligeables et on pourra ainsi isoler les effets à deux corps.

Pour pouvoir comparer avec nos données expérimentales, la formule précédente est réécrite en terme du nombre d'atomes $N_{0,\pm}$ pour chaque état de spin, obtenu par intégration spatiale du profil de densité $n(\mathbf{r})$ du nuage piégé (nous supposons qu'il y a miscibilité et donc que la forme du nuage est la même pour les trois espèces de spins) :

$$\frac{dN_0}{dt} = -\Gamma N_0 - \beta_{00} \int n_0^2(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \quad (4.10)$$

$$\frac{dN_{\pm}}{dt} = -\Gamma N_{\pm} - \beta_{+-} \int n_+(\mathbf{r})n_-(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \quad (4.11)$$

Nous avons tenu compte des résultats qualitatifs du paragraphe précédent où on avait remarqué que les collisions inélastiques prédominantes avaient lieu pour les couples de spins $(0,0)$ et $(+,-)$. Dans le cas d'un nuage thermique où l'on considère la distribution de densité gaussienne, les intégrales peuvent se calculer et l'on obtient :

$$\int n_i(\mathbf{r})n_j(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} = \frac{N_i N_j}{2\sqrt{2}V} \quad (4.12)$$

où le volume du nuage piégé vaut $V = (\omega_{\parallel}/\omega_{\perp})(m\omega_{\perp}^2/2\pi k_B T)^{3/2}$. En remplaçant dans les équations (4.10) et (4.11), nous avons finalement une équation différentielle que nous pouvons résoudre analytiquement [Browaeys 2000] :

$$N_i(t) = \frac{N_i(0)}{(\gamma + 1) \exp(\Gamma t) - \gamma} \quad (4.13)$$

où $\gamma = N_i(0)\beta/(2\sqrt{2}V\Gamma)$.

4.4.2 Application aux données expérimentales

Les mélanges de spins sont maintenant préparés avec le transfert c qui crée un mélange équilibré avec la moitié des atomes mis dans l'état $m = 0$ et l'autre moitié partagée équitablement entre $m = \pm 1$ (Fig. 4.2, cadre iii). Comme mentionné plus haut, on a tenté de rendre négligeable la contribution des pertes à trois corps en réduisant intentionnellement le nombre d'atomes piégés de telle sorte que la densité pic atteint une valeur de 10^{11} cm^{-3} .

Les mesures des constantes de collisions inélastiques β_{00} et β_{+-} vont se faire séparément et nous allons, tout d'abord, nous concentrer sur les collisions entre $m = 0$. Nous coupons le piège après une durée d'interaction variable et nous appliquons alors un fort gradient de champ magnétique (créé avec la bobine pousseur) pour nettoyer le nuage des atomes qui étaient dans $m = \pm 1$ afin d'améliorer le rapport signal-sur-bruit des mesures de température et du nombre d'atomes restants. On a tracé l'évolution du nombre d'atomes en fonction de cette durée de tenue sur la figure 4.6 (a) (partie supérieure). Pour mesurer l'autre constante de collisions, on suit la même procédure en y ajoutant une étape. Juste avant l'application du gradient magnétique, nous appliquons une nouvelle fois le transfert c au mélange. Le résultat est que tous les atomes dans $m = 0$ se retrouvent soit dans $m = 1$ soit dans $m = -1$ (Fig. 4.2, cadre iv) et sont éjectés ensuite. Par contre, ceux qui étaient dans $m = \pm 1$ ont une chance sur deux d'être transférés vers

$m = 0$ et de tomber sur le détecteur sans être perturbés. Les populations des états $m = \pm 1$ initiales avant évolution du mélange étant égales et les pertes équivalentes pour ces espèces de spins, le nombre d'atomes détectés vaut $(N_1 + N_{-1})/2 = N_1 = N_{-1}$. De même que pour les atomes dans $m = 0$, la figure 4.6 inférieure (b) donne les pertes par collisions inélastiques entre $m = 1$ et $m = -1$

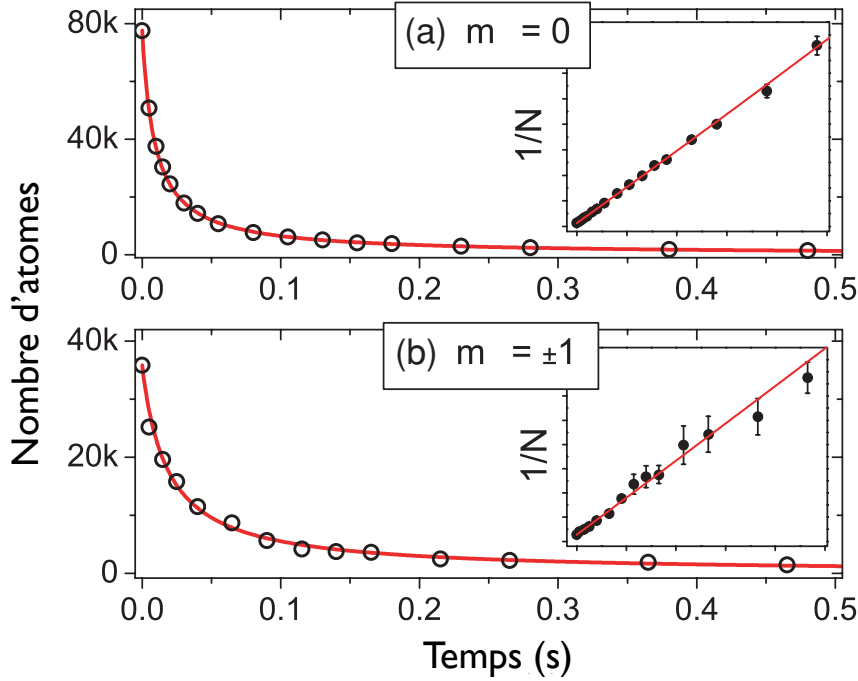


Figure 4.6 Pertes des atomes dans $m = 0$ et $m = \pm 1$. Les populations dans ces deux cas sont mesurées séparément pour affiner les mesures sur les taux de pertes correspondantes β_{00} et β_{+-} . Les barres d'erreurs, données par l'écart-type du nombre d'atomes moyens détectés, sont équivalentes voire plus petites que le symbole. Les courbes en trait plein montrent les ajustements des pertes à deux corps comprenant toutes les optimisations décrites dans le texte. Les encarts représentent les mêmes données expérimentales mais où on a tracé l'inverse du nombre d'atomes en fonction du temps. La linéarité de ces données confirme les faibles contributions des pertes à un corps et à trois corps.

Comme on l'espérait en diminuant volontairement la densité du nuage, il n'est pas possible d'observer un effet des pertes à trois corps sur les données. La solution analytique dans le cas d'une densité gaussienne montre que si on considère les pertes à un corps et trois corps négligeables, alors le nombre d'atomes varie comme l'inverse du temps.

$$N_i(t) \sim \frac{1}{t} \quad (4.14)$$

Ceci peut effectivement se vérifier par l'ajustement linéaire des encarts de la figure 4.6 où on a tracé l'inverse du nombre d'atomes en fonction du temps de tenue. Une limite supérieure $L_3^{\text{sup}} \simeq 5 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^6/\text{s}$ peut être déduite en augmentant le paramètre L_3 jusqu'à ce que son effet ne peut plus être compensé par le taux de perte à deux corps β . Cette valeur est néanmoins très loin des prédictions théoriques qui lui donnent une va-

leur aux alentours de $10^{-27} \text{ cm}^6/\text{s}$ [Sirjean 2002]. Finalement, les meilleurs ajustements nous donnent des valeurs de $\beta_{00}^g = 7.6(4) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ pour les collisions entre $m = 0$ et $\beta_{+-}^g = 8.4(10) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ pour les collisions entre $m = 1$ et $m = -1$ (l'exposant g désigne le fait que l'on a approximé la densité atomique par une gaussienne). Les incertitudes ne reflètent que les erreurs statistiques et d'ajustement.

Un traitement plus approfondi, dans lequel nous ne considérons plus la distribution atomique gaussienne mais comme une fonction de Bose à la température de T mesurée pour chaque temps de tenue et où nous prenons en compte la troncation de cette distribution par le potentiel optique modifié par la gravité, affine légèrement la mesure des constantes de collisions dont les valeurs finales sont :

$$\begin{aligned}\beta_{00} &= 6.6(4) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s} \\ \beta_{+-} &= 7.4(10) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}\end{aligned}\tag{4.15}$$

En plus des erreurs statistiques, plusieurs sources d'erreurs systématiques doivent être également prises en compte. Les principales contributions viennent de la détermination du nombre absolu d'atomes piégés (rendue difficile à cause de notre méconnaissance de l'efficacité quantique de notre détecteur), de la caractérisation de notre potentiel de piégeage et des incertitudes de mesures de température. Tout cela mis ensemble donne une estimation des erreurs systématiques de $\delta\beta_{\text{sys}}/\beta = 25\%$. En fin de compte, l'égalité (aux incertitudes près) $\beta_{00} \simeq \beta_{+-}$ de ces deux constantes de collisions confirment que le taux d'événements collisionnels pour le couple de spins (0,0) est la moitié de celui pour (1,-1) car une collision entre deux atomes dans $m = 0$ a pour conséquence la perte de deux atomes de la même espèce [Leo 2001].

4.4.3 Taux de pertes global

Comme nous l'avons déjà évoqué, les mesures faites il y a quelques années ne donnaient accès qu'à un taux d'ionisation K_{SS}^{unpol} à partir de la décroissance du nombre d'atomes global pour un gaz non-polarisé piégé magnéto-optiquement. Nous pouvons nous ramener à une mesure de cette quantité K_{SS}^{unpol} en définissant une constante de collisions global β_{mes} par [Herschbach 2000] :

$$\beta_{\text{mes}} = 6K_{SS}^{\text{unpol}} \left(2\bar{\rho}_{-1}\bar{\rho}_1 + \bar{\rho}_0^2 \right)\tag{4.16}$$

Avec cette définition, le cas d'un gaz complètement dépolarisé (c'est-à-dire pour un gaz où toutes les populations sont égales en moyenne $\bar{\rho}_{-1} = \bar{\rho}_0 = \bar{\rho}_1 = 1/3$) donne $K_{SS}^{\text{unpol}} = \beta_{\text{mes}}/2$. Ceci est cohérent avec la réaction (4.1) au cours de laquelle on perd deux atomes pour créer un ion. Ainsi les valeurs mesurées (4.15) permettent de calculer la valeur de K_{SS}^{unpol} de deux manières :

- $\bar{\rho}_0 = 1$ ($\bar{\rho}_{\pm 1} = 0$) donne $K_{SS}^{\text{unpol}} = \frac{\beta_{00}}{6} = 1.10(7) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$
- $\bar{\rho}_{\pm 1} = 1/2$ ($\bar{\rho}_0 = 0$) donne $K_{SS}^{\text{unpol}} = \frac{1}{3} \frac{\beta_{+-}}{2} = 1.23(17) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$

Le facteur 1/2 dans le deuxième cas reflète le fait que nous avons mesuré seulement les populations de N_1 ou N_{-1} pour déterminer la constante β_{+-} qui doit être réduite de moitié lorsque l'on considère les deux populations. Ces valeurs de K_{SS}^{unpol} sont, elles

aussi, en bon accord avec celles mesurées dans [Tol 1999, Stas 2006] et cohérentes avec les prédictions théoriques [Julienne 1989, Venturi 2000].

4.5 Conclusion

A la vue des taux de pertes par collisions inélastiques dans un gaz d'hélium non polarisé publiés par plusieurs équipes en France et aux Pays-Bas, le refroidissement évaporatif ne semblait pas une chose si aisée. Finalement, le salut vient de la très forte réduction des collisions qui intervient lorsque le nuage est entièrement polarisé. L'utilisation du piège dipolaire décrit au chapitre 3 lève la restriction sur la polarisation du nuage atomique imposée par le piège magnétique. Ceci nous a permis d'étudier les collisions inélastiques d'un nouveau point de vue puisque nous pouvons maintenant avoir accès aux interactions entre différents états de spin.

Au cours de ce chapitre, nous avons abordé de manière qualitative les stabilités relatives des différentes espèces de spin entre elles (§ 4.3) en les mélangeant avec des proportions bien contrôlées par des procédés présentés juste avant (§ 4.2). Nous avons ainsi montré que les couples de spins définis par $(m = 0, m' = \pm 1)$, $(-1, -1)$ et $(1, 1)$ sont stables : leur population ne présente pas de décroissance mutuelle, visible aux durées de nos expériences, lorsque l'un est en présence de l'autre. Au contraire, les couples dont la somme des projections du moment magnétique $m_1 + m_2$ vaut 0 se révèlent effectivement instables comme les publications théoriques l'annonçaient. Nous nous sommes ensuite lancés dans une analyse plus approfondie de laquelle nous avons extrait les valeurs des constantes de collisions pour les deux couples de spins instables (§ 4.4). Nous les avons alors reliées aux précédentes mesures faites sur un nuage non polarisé.

Au final, le résultat le plus important de ce chapitre reste la confirmation que l'évolution du couple de spins $(0, 1)$ est bien régi par une constante de collisions dont la limite supérieure vaut expérimentalement 10^{-13} cm³/s. Les perspectives que cela amène sont la possibilité de créer des mélanges de spins où les deux espèces cohabitent entre elles. Plusieurs phénomènes impliquant des interactions entre spins ont été déjà mis en évidence comme la séparation de phases [Zwierlein 2006, Partridge 2006] ou encore le magnétisme itinérant [Jo 2009]. Dans notre cas, nous sommes néanmoins encore limité par les collisions inélastiques entre deux atomes dans $m = 0$. A partir des mesures effectuées, nous pouvons voir que la densité de ces atomes doit être au maximum de 10^{12} cm³ pour avoir un temps raisonnable d'expérience de 10 ms, c'est-à-dire seulement quelques centaines d'atomes dans $m = 0$ typiquement. Nous ne pourrions donc jamais avoir un mélange de spins ultra-froids avec un grand nombre d'atomes pour chaque espèce. Par contre, il est tout à fait possible d'avoir un bain d'atomes dans l'état $m = 1$ avec quelques atomes dans $m = 0$ [Palzer 2009] ou les deux espèces dans un réseau optique [Micheli 2004].

Conclusion



U travers de ce manuscrit nous avons pu résumer les différents résultats obtenus durant ma thèse de doctorat sur les corrélations entre atomes émis par paires lors d'une collision entre deux condensats de Bose-Einstein d'hélium métastable ainsi que sur les mélanges de spins.

Un mélange à quatre ondes de matière est formellement décrit par le même hamiltonien que la conversion paramétrique en optique photonique. Ce phénomène a une place très importante en optique quantique car il est très certainement le moyen le plus simple pour générer des paires de photons corrélés et par voie de conséquence des états non-classiques de la lumière comme les états comprimés, les états de Fock et surtout les états intriqués. La recherche d'une bonne source de paires atomiques corrélées, en optique atomique, est toujours d'actualité et c'est dans cette optique que les collisions élastiques binaires entre atomes se sont révélés être un bon candidat. Pour notre part, nous avons choisi dans un premier temps de faire collisionner deux nuages atomiques ultra-froids en espace libre pour étudier les atomes diffusés lors de ce processus. Des résultats précédents avaient déjà démontré la forte corrélation entre les atomes que l'on pouvait associer par paires. Ils avaient également apporté la preuve que ces paires, bien qu'individuelles, n'étaient pas totalement indépendantes et avait une tendance à avoir des directions parallèles. L'effet Hanbury Brown et Twiss, conséquence du caractère chaotique de cette source des paires atomiques, réapparaissait.

Le résultat de ces réalisations de collisions est imagé par un détecteur constitué de galettes à micro-canaux et de lignes à retard qui nous permet de reconstituer atomes par atomes la distribution de vitesses des nuages atomiques en trois dimensions. Un tel dispositif de détection a été unique dans la communauté des atomes froids durant quelques années mais tend maintenant à être dupliqué par les groupes de A. Zeilinger et de A. G. Truscott. D'autres montages aux vocations similaires sont également apparus comme l'utilisation d'un microscope électronique [Gericke 2008] ou de nappes de lumière [Bücker 2009].

La géométrie de la collision a une réelle incidence sur l'analyse du halo de collision que l'on pourra faire. En particulier, nous nous sommes intéressés à la collision suivant l'axe court du condensat pour pouvoir étudier les parties du halo dans lesquelles doit être retranscrites les caractéristiques de la source comme son anisotropie. Dans cette géométrie, nous nous sommes rendus compte que l'effet des interactions entre atomes diffusés et atomes condensés s'est révélé non négligeable et avait pour conséquence la déformation du halo de collision en un ellipsoïde dont les rayons longs correspondent aux axes courts du condensat source et vice versa. Les causes de cette déformation sont dues à l'évolution du potentiel de champ moyen créé par les atomes des deux condensat-fils qui se séparent. Selon sa direction après la collision, l'atome va ressentir plus ou moins longtemps l'interaction avec ce potentiel et va donc regagner de l'énergie en conséquence : moins longtemps il va rester en sa présence, plus il va regagner d'énergie. Cet effet a

l'intérêt de mettre en évidence le caractère interagissant des atomes qui peut avoir une incidence sur la phase atomique. L'étape suivante a été de réaliser la collision à partir d'un condensat piégé dans un potentiel entièrement optique. L'objectif de cette expérience a été de démontrer la réduction de bruit sur la différence de populations entre deux zones opposées du halo, mesure qui fait écho à celle faite avec des photons en 1987 par les auteurs de [Heidmann 1987]. Pour deux zones opposées, la différence doit être parfaitement nulle ou tout du moins sous la limite du bruit de grenaille si un bruit parasite pas trop fort est présent. Par contre, si l'on considère des zones qui ne sont pas face à face, les atomes n'ayant aucune corrélation entre eux, le bruit de cette différence doit être donné par la limite quantique standard qui est proportionnelle à la racine carrée du nombre d'atomes dans les deux zones. Nous avons donc rapporté les résultats concluants sur cette réduction de fluctuations dont on estime la valeur brute à -0.5 dB. A partir de là, nous avons déterminé les principaux bruits qui viennent parasiter notre mesure puis caractérisé leur contribution aux fluctuations. En particulier, nous avons pu fixer une borne inférieure de notre détectivité à $\eta_{\min} = 12\%$ qui se trouve être cohérente avec des mesures indépendantes du nombre d'atomes au seuil de condensation. Nous avons finalement fait état de la possibilité d'utiliser ces paires pour démontrer leur intrication dans un schéma proche de celui de [Rarity 1990a]. Bien que l'on ait tous les outils en main, une réalisation conclusive d'une telle entreprise n'est pas du tout évidente à cause du très faible rapport signal-sur-bruit attendu. Nous nous tournons alors vers des sources de paires dont une direction est privilégiée, présentant ainsi l'avantage d'être monomodes. La mise en place d'un réseau optique sur notre montage expérimental, que nous avons évoqué brièvement dans ce manuscrit, va être la pièce centrale de ces nouvelles études que l'on va mener d'ici peu.

Le deuxième thème abordé dans ce mémoire est le piégeage d'atomes d'hélium métastable dans un potentiel purement optique créé à partir d'un faisceau laser d'une puissance d'environ 1W et de longueur d'onde $\lambda = 1550$ nm. Sa disposition verticale a été la principale motivation pour mettre en place un tel montage qui va donc tirer parti au mieux des caractéristiques anisotropes de notre détecteur. En effet, celui-ci a une bien meilleure résolution sur l'axe vertical qui vaut 3 nm qui surpassant celles que l'on a sur les axes horizontaux (~ 200 μm). Ainsi à quelques détails près, l'alignement de l'axe long du condensat avec celui où la résolution de notre détecteur est très bonne semble nous permettre d'obtenir une meilleure observation de certains phénomènes. L'autre avantage de ce piège optique est de permettre l'étude des interactions entre atomes d'un nuage froid qui n'est plus entièrement polarisé. A l'aide d'une transition radio-fréquence, nous avons été capable de mélanger différents états de spins et de mesurer les constantes de collisions accessibles. De cette analyse est sortie la conclusion qu'il est en effet possible d'obtenir un mélange stable d'atomes dans les états $m = 0$ et $m = 1$ à condition que la densité des premiers ne soit pas trop importantes.

Finalement, ces deux thèmes se rejoignent sur l'intérêt de mettre en place un réseau optique avec lequel nous espérons continuer nos mesures de corrélations atomiques dans des gaz ultra-froids. Nous avons déjà en tête de nombreuses études comme celles déjà mentionnées sur les paires diffusées par des instabilités dans un réseau en mouvement. Mais nous aimerions également nous pencher sur les excitations de basse énergie qui accompagnent un condensat de Bose-Einstein et dont on donne le nom de déplétion quantique. Nous souhaiterions, en particulier, nous intéresser aux corrélations opposées ($k, -k$) que ces excitations doivent présenter. Enfin un autre point, qui n'est le dernier que

dans cette liste non exhaustive, serait étudier les corrélations dans des mélanges de spins piégés dans un réseau optique en ayant en point de mire évidemment l'analogie avec les électrons dans un réseau cristallin et le magnétisme. La mise en place de ce réseau s'avèrent donc être une étape incontournable et a débuté durant les derniers mois de ma thèse. Sa mise au point est encore en cours, menée par l'équipe hélium actuelle à qui je lègue une expérience qui ne cessera jamais d'être capricieuse et avec elle, très certainement, beaucoup de problèmes à régler mais aussi, je l'espère, bien plus de perspectives à atteindre.

'Goodbye,' Mort said, and was surprised to find a lump in his throat. 'It's such an unpleasant word, isn't it?'

QUITE SO. Death grinned because, as has so often been remarked, he didn't have much option. But possibly he meant it, this time.

I PREFER AU REVOIR, he said.

Mort (Discworld novel)

Terry PRATCHETT

Montage expérimental

A

Cependant, la Lison filait à une vitesse moyenne, n'ayant plus rencontré d'obstacle. On avait, par précaution, laissé allumés les feux d'avant et d'arrière; et le fanal blanc, à la base de la cheminée, luisait dans le jour, comme un œil vivant de cyclope. Elle roulait, elle approchait de la tranchée, avec cet œil largement ouvert. Alors, il sembla qu'elle se mît à souffler d'un petit souffle court, ainsi qu'un cheval qui a peur. De profonds tressaillements la secouaient, elle se cabrait, ne continuait sa marche que sous la main volontaire du mécanicien.

La Bête humaine
Emile ZOLA

Sommaire

A.1 L'atome d'Hélium	141
A.2 Refroidissement d'un gaz monoatomique	143
A.3 Détection 3D d'atomes uniques	146

A.1 L'atome d'Hélium

Propriétés de l'atome L'atome d'hélium est dans sa forme la plus abondante un boson constitué de 2 électrons et 4 nucléons (2 protons et 2 neutrons). Sa masse de $m = 6.67 \cdot 10^{-27}$ kg fait de lui le plus léger des atomes de la famille des gaz rares. Il possède deux isotopes stables : ^4He (boson) et ^3He (fermion) que l'on peut tous deux refroidir jusqu'à la dégénérescence quantique par des méthodes de refroidissement laser et évaporatif utilisées couramment dans le cadre de l'étude des gaz d'atomes froids.

D'un point de vue plus général, son point d'ébullition est le plus bas parmi les corps connus, et il n'existe sous forme solide qu'au-dessus d'une pression de 25 atm. L'hélium liquide présente des propriétés quantiques qui ont fait de lui un système extrêmement étudié. Il présente une phase superfluide à 2 K (pour le boson) et à 2 mK pour le fermion. Cependant, ce dernier présente déjà un intérêt dans sa phase normale où il se comporte comme un liquide de Fermi, concept introduit par L. D. Landau qui permet de décrire un système à N particules en interaction comme un gaz de fermions. Cette classe de systèmes a attisé la curiosité de la communauté scientifique car elle décrit également très bien les électrons dans un métal. Notons que d'un point de vue plus pratique, l'hélium liquide est aussi utilisé dans le refroidissement de bobines supraconductrices qui servent, par

exemple, à créer d'intenses champs magnétiques pour courber le faisceau de protons du LHC ou pour des applications médicales telles que l'imagerie par résonance magnétique (IRM).

Notre expérience d'atomes froids s'intéresse particulièrement au boson, ${}^4\text{He}$, sur lequel nous allons donc maintenant nous focaliser. Le diagramme des niveaux d'énergie est représenté par la figure A.1. Celui-ci ne présente pas de structure hyperfine car son noyau n'a pas de moment cinétique. Le niveau que l'on considère comme fondamental est le premier niveau excité $2{}^3\text{S}_1$ que l'on va présenter plus en détails dans le paragraphe suivant.

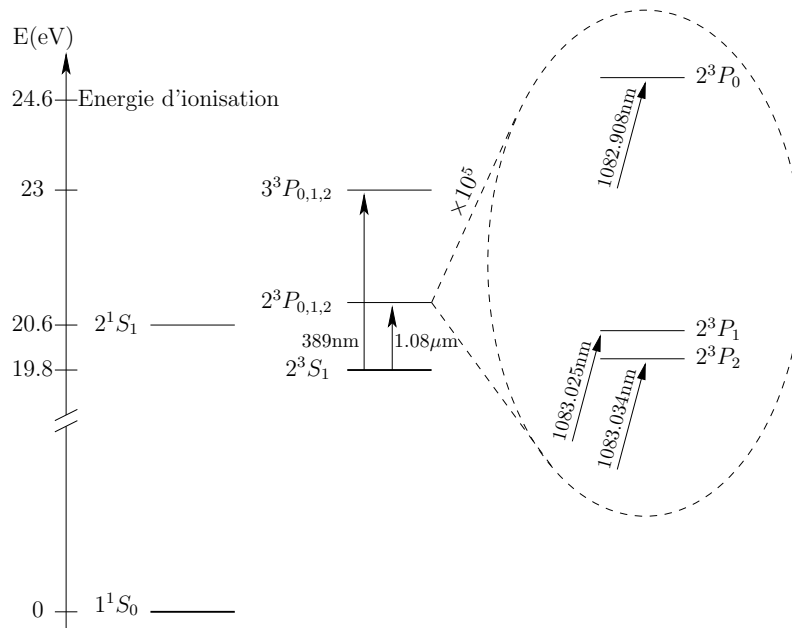


Figure A.1 Schéma des niveaux d'énergie de l'hélium ${}^4\text{He}$. Le niveau $2{}^3\text{S}_1$ est le niveau métastable que l'on utilise comme état fondamental dans nos expériences d'atomes froids. Des transitions optiques qui couplent cet état métastable aux états $2{}^3\text{P}_{0,1,2}$ permettent d'interagir avec ces atomes.

Propriétés de l'état Ce niveau est dit métastable à cause de sa durée de vie de 7900 s qui est très grande par rapport à la durée de nos expériences [Hodgman 2009]. Son principal intérêt est de permettre un refroidissement laser grâce à la transition $2{}^3\text{S}_1 \leftrightarrow 2{}^3\text{P}_{0,1,2}$ dont la longueur d'onde est dans le proche infra-rouge à $\lambda \simeq 1083$ nm. La technologie actuelle est telle qu'il est d'ailleurs très facile d'obtenir des diodes laser et des amplificateurs de plusieurs watts à cette longueur qui conviennent à nos besoins. Les caractéristiques de cette transition sont aussi propices au refroidissement laser conventionnel puisque la largeur de raie de cette transition est de 1.6 MHz et son intensité de saturation de 0.16 mW/cm^2 . Plus spécifiquement, on utilisera la transition qui couple l'état $2{}^3\text{S}_1$ à $2{}^3\text{P}_2$ pour le refroidissement car elle comporte une transition fermée $m = 1 \leftrightarrow m = 2$ ainsi que la transition $2{}^3\text{S}_1 \leftrightarrow 2{}^3\text{P}_0$ pour les diffusions Raman et élastiques (§ 2.2.2). Nous pouvons néanmoins mentionner qu'il existe néanmoins des transitions, *a priori*, interdites entre ces

états excités ($2^3P_{1,2}$) et le niveau fondamental 1^1S_0 [Bergeson 1998, Poupard 2000]. Pour le niveau 2^3P_2 qui nous intéresse, le taux de transition n'est pas gênant puisqu'il vaut seulement 0.3 s^{-1} .

Enfin, la caractéristique importante qui fait le charme de l'hélium métastable est la grande énergie interne de notre état fondamental. Celle-ci vaut 19.8 eV ($\simeq 60 \text{ nm}$) et ouvre la porte à un nouveau type de détection par extraction de plusieurs électrons lorsqu'un atome d'hélium métastable heurte une paroi (§ A.3). L'inconvénient associé à cette énergie est l'augmentation des collisions inélastiques par rapport aux alcalins usuels (chapitre 4). La génération d'atomes dans cet état métastable est également limitée par la valeur de cette énergie qui nous empêche d'utiliser des méthodes de pompage optique par exemple. Nous n'avons pas trouvé d'autres moyens moins archaïques pour obtenir un faisceau d'atomes métastables que de le faire passer à travers une décharge électrique. Celle-ci va exciter les atomes dans toutes sortes d'états, y compris dans des états ionisés. Une petite fraction, de l'ordre de 10^{-4} des atomes, vont être dans l'état métastable 2^3S_0 que l'on va pouvoir adresser à l'aide de la transition optique précédemment mentionnée.

A.2 Refroidissement d'un gaz monoatomique

Le refroidissement d'un gaz d'atomes d'hélium métastable sur notre montage expérimental est assez direct. Beaucoup de détails pourront être trouvés dans les manuscrits de mes prédécesseurs (en particulier dans le chapitre 2 de [Perrin 2007a]). Nous aimerions résumer le principe de la séquence ici et donner les quelques points qui ont changé entre temps.

A.2.1 Séquence générale

Le montage expérimental est illustré par la figure A.2. On introduit l'hélium métastable dans une première chambre où a lieu la décharge électrique. Le faisceau atomique, alors divergent à la sortie de la bonbonne, doit être collimaté à l'aide de deux paires de faisceaux rétro-réfléchis (mélasse transverse) pour augmenter le flux d'atomes dans l'enceinte principale où ce sont toutes les manipulations. Les atomes non métastables ne sont pas collimatés et la majeure partie est bloquée par différents diaphragmes placés entre la source et l'enceinte finale. Seule une dizaine de milliwatts sont nécessaires pour cette opération ce qui est dix fois plus faible que la valeur annoncée par nos concurrents. Nous avons néanmoins conclu qu'augmenter la puissance dans ces faisceaux ne nous permet pas de capter plus d'atomes à la fin du ralentisseur Zeeman. A l'entrée de ce dernier, les atomes ont une vitesse moyenne longitudinale de 1 km/s (qui a déjà été réduite en diminuant la température du gaz à celle de l'azote liquide). Pour pouvoir être captés par un piège magnéto-optique (MOT), ces atomes devront être encore ralentis par un ralentisseur Zeeman dans lequel les atomes sont continuellement à résonance en équilibrant l'effet Doppler par l'effet Zeeman. La puissance du faisceau utilisé dans cette étape a été multipliée par un facteur 5 et est maintenant d'environ 60 mW . Au final, un jet de $5 \cdot 10^9 \text{ at/s}$ permet de charger un MOT jusqu'à saturation en 5 s.

Nous avons également augmenté la taille et la puissance des faisceaux du MOT qui sont maintenant limités par le diamètre des hublots de l'enceinte (leur surface a été dou-

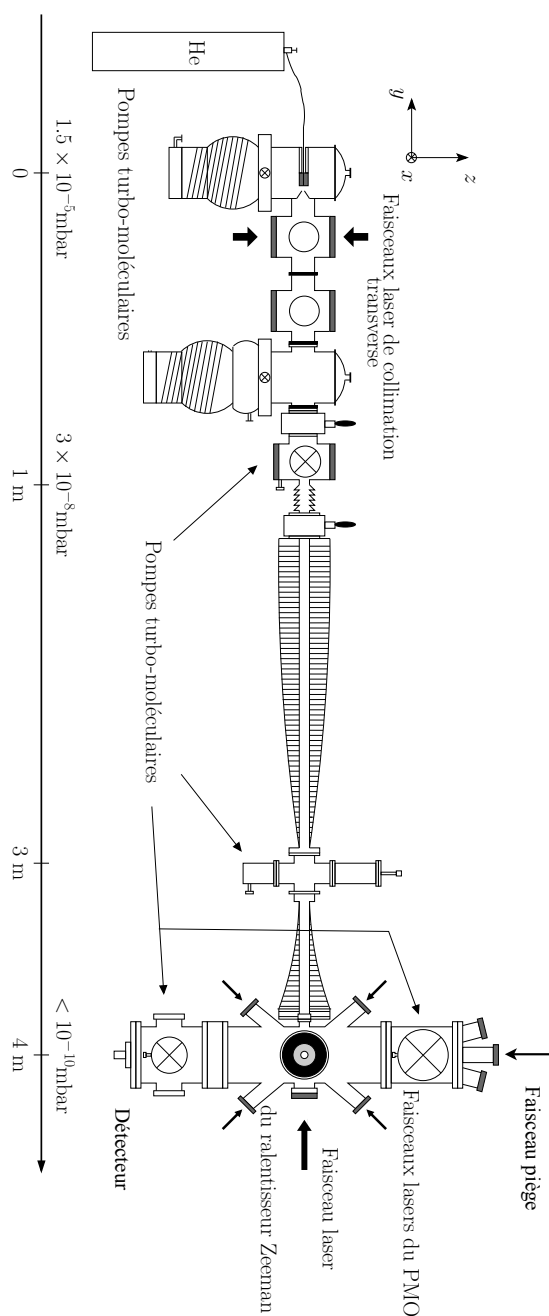


Figure A.2 Montage expérimental. L'hélium est injecté dans la chambre ($y=0\text{m}$) où une décharge électrique place une petite fraction des atomes dans l'état métastable désiré. Le jet est ensuite collimaté, ralenti par le ralentisseur Zeeman et dirigé vers l'enceinte à vide où les atomes sont finalement piégés. On diminue très rapidement ensuite la température du nuage par une procédure décrite dans le corps du texte. A environ $1\ \mu\text{K}$, le nuage devient un condensat de Bose-Einstein.

blée). Leur puissance est de 15 mW pour chaque bras. Ceci a également contribué à stabiliser l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein qui se révélait parfois difficile à cause d'un nombre d'atomes trop faible au début de la séquence. Ce nuage atomique piégé par le MOT est ensuite transféré dans un piège magnétique avec une étape de pompage optique. Ce piège de type Ioffe-Pritchard est le même que celui utilisé à Orsay. Le transfert est suivi d'une étape de refroidissement Doppler 1D où un faisceau, allumé à très faible intensité pendant une durée assez longue (5-8 s), permet de refroidir le nuage sans pertes significatives [Schmidt 2003]. L'efficacité de ce processus est très dépendant du nombre d'atomes initial et l'amélioration des étapes précédentes a rendu l'état du nuage après cette étape beaucoup plus reproductible : il apparaît dans l'absolu être plus froid et comporter plus d'atomes.

A partir de ce moment, nous pouvons recomprimer le piège pour augmenter la densité et commencer le refroidissement évaporatif. Nous utilisons pour cela un couteau radio-fréquence que l'on balaie de 60 MHz à quelques centaines de kHz de façon linéaire par morceaux (nous découpons ce balayage en trois morceaux). La durée totale a pu être raccourcie à environ 15 s grâce aux gains obtenus auparavant. Nous réalisons ainsi un condensat de Bose-Einstein de 10^5 atomes en une trentaine de secondes dans notre piège magnétique.

Déviations de la séquence lors d'un transfert dans le piège optique

Lorsque l'on désire utiliser le piège optique, les étapes décrites ci-dessus sont gardées telles quelles jusqu'au refroidissement Doppler 1D dans le piège magnétique. A ce stade, le nuage ne peut pas encore être transféré à cause de sa température et de la profondeur finie du potentiel optique. Nous sommes donc toujours forcés de faire une étape de refroidissement évaporatif avec le couteau RF. Néanmoins, comme nous terminerons l'évaporation dans le piège optique, nous pouvons réaliser cette rampe beaucoup plus vite. Nous avons trouvé un point de fonctionnement acceptable pour une rampe qui va de 60 MHz à 10 MHz en environ 4 s ce qui nous permet d'obtenir un échantillon atomique de $5 \cdot 10^6$ atomes à une température de 15 μ K. Une fois ce pré-refroidissement terminé, nous allumons le faisceau piège et nous suivons la fin de séquence présentée au chapitre 3.

A.2.2 Eléments optiques

Historiquement, le montage expérimental comportait cinq diodes DBR de type SDL 6702-H1 d'une puissance maximale de 50 mW et de largeur en fréquence 3 MHz. L'évolution du montage durant ma thèse, nécessaire pour mettre en place le réseau optique, s'est fait progressivement et nous a permis finalement de retirer pratiquement toutes ces diodes. Le schéma optique qui a été utilisé pour obtenir les résultats présentés dans ce manuscrit est issu de la première étape de cette évolution qui a consisté à insérer un amplificateur laser d'une puissance maximale de 2 W au milieu de l'ancien schéma. Nous nous sommes servis de cet amplificateur pour remplacer la diode du faisceau du ralentissement Zeeman afin d'augmenter la puissance dans ce faisceau. Nous avons aussi pu augmenter la puissance des faisceaux du MOT et injecter la diode des faisceaux de la mélasse transverse. Un des buts principaux de cette évolution a été de supprimer un asservissement en fréquence sur les trois que nous utilisons. Ceci nous a permis de réduire

un peu nos sources de pollution et d'ennuis dues au rayonnement radio-fréquence de nos cellules d'hélium. Il nous reste donc un asservissement à absorption saturée pour toutes les étapes de refroidissement (basé sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$) et un autre pour les diffusions de photons (basé sur $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_0$).

L'étape suivante a été de nettoyer tout ce qui était alors devenu inutile après la mise en place de l'amplificateur. Nous avons ainsi repensé entièrement le montage optique, enlevé complètement les diodes qui ne nous servaient plus et fibré tous les faisceaux pour gagner encore plus en stabilité. Nous ne décrirons pas plus ce nouveau schéma puisqu'il a joué aucun rôle dans les résultats présentés dans ce mémoire. Il sera toutefois très probablement décrit dans la thèse de mes successeurs.

A.2.3 Système à vide

Lors du déménagement, nous avons légèrement modifié le schéma du système de pompage qui est dissocié en deux parties indépendantes (Fig. A.2) :

- une partie non étuvée qui est constituée par la première chambre ($y < 1\text{m}$ sur la figure A.2) dont le vide est de l'ordre de 10^{-5} mbar en fonctionnement.
- une autre qui commence au début du ralentisseur Zeeman ($y > 1\text{m}$) est entièrement étuvée pour limiter les collisions entre notre gaz piégé et les atomes du gaz résiduel ($p_{\text{min}} < 10^{-10}$ mbar au niveau de l'enceinte principale).

La première chambre était auparavant pompée par deux pompes à diffusion. Nous les avons remplacées par des pompes turbo-moléculaires pour mettre en place les premières pièces d'un système de recyclage nécessaire si jamais on décide d'étudier des gaz fermioniques d'hélium ^3He (le système actuel rejette les gaz pompés). Mis à part une pompe getter, toutes les pompes attachées à l'appareil expérimental sont maintenant des pompes turbo-moléculaires. Pour pouvoir fonctionner, ces pompes ont besoin d'être assistées par des pompes primaires qui aspirent les gaz qu'elles refoulent. Dans notre cas, nous avons mis en place lors du déménagement un étage intermédiaire : des petites pompes turbo-moléculaires (non représentées sur la figure A.2) sont placées dans le refoulement de celles qui sont attachées au montage expérimental. Ces deux doubles étages de pompage sont chacun assistés par une pompe sèche. Ainsi, le vide dans l'enceinte principale nous permet d'obtenir un temps de vie de notre nuage de 50 s, convenable lorsqu'on le compare à la durée de nos expériences.

A.3 Détection 3D d'atomes uniques

Nous avons déjà mentionné plusieurs fois que l'une des grandes différences de l'hélium métastable est son énergie interne d'environ 20 eV. Celle-ci permet d'arracher un ou plusieurs électrons lorsque l'atome rentre en contact avec une paroi métallique. Sur notre montage expérimental, nous avons deux types de systèmes de détection qui tirent parti de cette caractéristique : l'un est basé sur des galettes à micro-canaux (le détecteur déjà évoqué qui nous permet d'observer des nuages atomiques après temps de vol en trois dimensions est le meilleur exemple) tandis que l'autre est un dispositif, appelé Faraday cup, qui nous sert à optimiser le flux du jet atomique à la fin du ralentisseur Zeeman.

Nous allons dans la suite nous focaliser sur ce détecteur qui se décompose physiquement en trois parties distinctes (dont les deux premières sont sous vide) :

- la première partie, constituée de galettes à micro-canaux, agit comme un amplificateur.
- ces signaux amplifiés sont ensuite collectés par une paire de lignes à retard.
- et enfin, l'électronique va discriminer une partie de ces signaux et les numériser.

A.3.1 Galettes à micro-canaux

Une galette à micro-canaux (MCP pour l'anglais micro-channel plate) est simplement un disque fin (d'épaisseur environ 1 mm) en verre percé de millions de trous dont la taille est approximativement de $10\ \mu\text{m}$ (Fig. A.3 (a)). Le but d'une galette à micro-canaux est de permettre la détection d'une particule unique en amplifiant l'effet minuscule que cette particule peut avoir lorsqu'elle rencontre une paroi. Le principe est tout à fait analogue à celui utilisé pour les photodiodes à avalanche où un photon, par effet photoélectrique, crée un petit signal électronique qui est ensuite amplifié par un processus à avalanche. La figure A.3 (b) schématise ce qu'il se passe dans un tube d'une galette lorsqu'une particule énergétique (dans notre cas, un atome d'hélium métastable) tombe dedans. Grâce à son énergie, cette particule va extraire un électron en frappant la surface du tube. À son tour, cet électron va pouvoir lui aussi éjecter d'autres électrons en revenant se cogner contre une paroi. Ce processus est aidé par un champ électrique que l'on peut créer en appliquant un potentiel aux faces avant et arrière des galettes à micro-canaux.

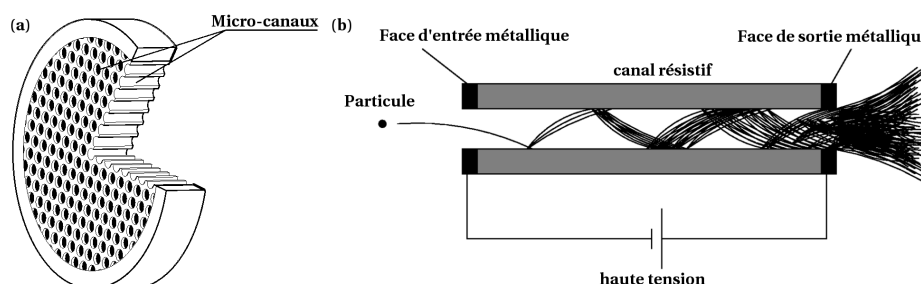


Figure A.3 (a) Schéma d'une galette à micro-canaux (b) Principe de l'amplification dans un micro-canaux. L'atome d'hélium métastable est capable d'arracher quelques électrons qui sont ensuite accélérés et arrachent eux-même d'autres électrons pour faire une douche à la sortie du canal. Ce signal macroscopique peut être utilisé ensuite pour compter les atomes un par un et savoir dans quel canal est tombé l'atome.

Les surfaces des MCPs ont d'ailleurs un traitement métallique pour pouvoir appliquer un tel potentiel électrique^a. Pour une tension supérieure à 1700 V, nous sommes capables de déclencher une avalanche qui contient 10^4 électrons à l'aide d'un unique atome d'hélium. Ce processus n'étant néanmoins pas parfait, la détectivité reste assez faible (nous en reparlons au paragraphe A.3.4). Notons enfin que ce dispositif a l'avantage d'être également très bas bruit : être sous vide permet de limiter les avalanches déclenchées par des atomes du gaz résiduel dont on estime le taux à $1\ \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

a. Les galettes ont une très grande résistivité et offrent donc cette possibilité.

L'utilisation de galettes sur notre montage n'est pas nouvelle : elles étaient déjà utilisées pour la détection du premier condensat mais n'étaient pas à ce moment-là associées à un système de reconstruction à trois dimensions. Actuellement, deux systèmes à galettes fonctionnent sur le montage, chacun avec un but bien précis. Le système le plus ancien a été remis en service après le déménagement pour permettre un diagnostic non invasif de certaines étapes comme le chargement du piège magnéto-optique. Nous utilisons les ions créés lors de collisions assistées par la lumière que l'on attire sur ce petit MCP (d'environ 1 cm de diamètre et placé à une trentaine de centimètre au dessus du centre du piège) pour reconnaître le mauvais comportement des premières étapes de la séquence expérimentale. D'un autre côté, nous utilisons un sandwich de deux galettes posées l'une sur l'autre pour augmenter l'amplification et couplées à un système de lignes à retard pour une détection à trois dimensions. Celles-ci sont le premier étage de notre détecteur qui est placé 47 cm sous l'endroit où sont piégés les atomes. Compte tenu de cette grande hauteur de chute, les nuages ont le temps de s'étaler sur plusieurs centimètres. Nous avons donc choisi un diamètre de 8 cm pour détecter entièrement nos nuages froids. La photographie A.4 montre une des deux galettes lors de l'assemblage du sandwich en salle blanche.



Figure A.4 Photographie d'une galette à micro-canaux prise lors de son montage. Deux galettes sont posées l'une sur l'autre pour accroître l'amplification. Nous les mettons en sandwich entre deux anneaux de céramiques sur lesquels sont déposés une couche de cuivre. Nous pouvons ainsi appliquer un potentiel électrique au face avant et arrière de ces galettes.

A.3.2 Lignes à retard

Les douches d'électrons, issus des galettes, sont finalement les signaux macroscopiques qui vont nous servir à imager les nuages atomiques. La façon historique de récupérer l'information contenue dans ces signaux électriques est de mettre une plaque de métal sous les galettes à micro-canaux. On va alors pouvoir mesurer le courant généré par les électrons collectés par cette plaque et obtenir la densité du nuage intégrée sur les deux axes horizontaux.

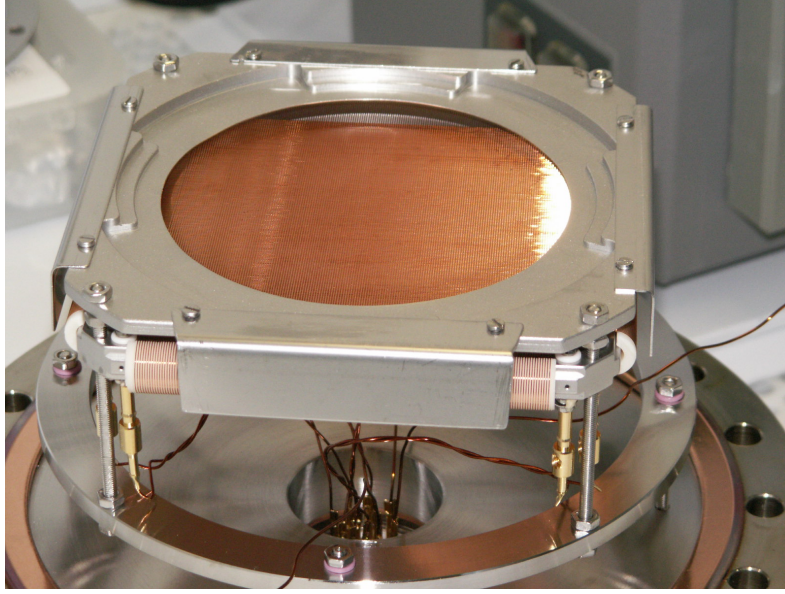


Figure A.5 Photographie des lignes à retard (prise également durant le changement de galettes). Le sandwich de galettes vient se loger juste dans le renfoncement au dessus des lignes à retard. Celles-ci sont bobinées pour diminuer la vitesse effective des impulsions électriques. Tout le bâti est isolé électriquement des lignes à retard et des galettes à micro-canaux. Toute cette partie est sous vide à 10^{-10} mbar.

Mais depuis quelques années, nous avons fait l'acquisition d'un système de lignes à retard commercial vendu par la compagnie Roentdek GmbH. Une ligne à retard n'est rien de plus qu'un fil métallique dans lequel deux impulsions électriques contre-propageantes vont être générées lorsque une douche d'électrons va le heurter. Ces impulsions d'amplitude-pic d'environ quelques mV et de 20 ns de large vont parcourir le fil. A partir des temps d'arrivée t_g et t_d aux deux bouts et des grandeurs que sont la longueur de la ligne L et la vitesse de propagation v , nous pouvons facilement remonter à la position où la douche d'électrons a frappé le fil :

$$\begin{aligned} x &= \frac{v}{2}(t_g - t_d) \\ t_0 &= \frac{1}{2}\left(t_g + t_d - \frac{L}{v}\right) \end{aligned} \tag{A.1}$$

Rien n'interdit évidemment de mettre un fil perpendiculaire pour mesurer la position sur l'autre axe horizontal. Nous avons donc théoriquement un système qui nous donne accès aux positions x , y et t (qui n'est rien d'autre que l'axe z au final) pour chaque atome de nos échantillons atomiques. La question qui se pose maintenant porte sur la faisabilité

de telles mesures de temps au bout des lignes à retard. Si l'on considère la vitesse de cette impulsion dans le fil qui vaut environ $c/3$, un pas de codage de notre électronique (275 ps) et une ligne qui ferait 10 cm, on se rend compte que nous sommes alors capables de connaître les positions à seulement 1 cm près. On peut cependant réduire artificiellement la vitesse de propagation en enroulant le fil (photographie A.5). La longueur d'une ligne à retard de notre système fait environ 10 m ce qui réduit la taille des pixels^b à une centaine de microns. Notons que comme les deux bobines sont imbriquées l'une dans l'autre, celles-ci n'auront pas tout à fait la même longueur. Par ailleurs, la valeur absolue de leur longueur joue un rôle essentiel dans la taille des pixels de notre détecteur et leur connaissance à une précision de l'ordre du pourcent était cruciale pour les résultats du paragraphe 2.3 sur la forme du halo de collision. Nous reviendrons en détails sur la mesure de la taille de ces pixels un peu plus bas (§ A.3.6).

A.3.3 Traitement électronique et informatique des données brutes

Nous avons ensuite deux étapes de pré-traitement avant de pouvoir analyser les images que l'on a acquises. Il faut tout d'abord distinguer les impulsions électroniques du bruit et enregistrer le temps d'arrivée de chacune. Ceci est fait électroniquement pendant le fonctionnement de l'expérience. Puis, une fois que toutes les données sont numérisées et transférées sur un ordinateur, nous associons quatre à quatre les temps d'arrivée pour reconstituer chaque atome. Cette deuxième étape peut être fait en direct ou bien plus tard : les données brutes que nous sauvegardons sont les quatre listes de temps pour chacun des bouts des lignes à retard.

La première étape est entièrement électronique. Les impulsions sont amplifiées par une électronique rapide conçue toujours par la compagnie Roentdek GmbH pour être ensuite discriminer par un discriminateur à fraction constante (CFD pour constant fraction discriminator). Dans le régime où l'amplification se fait correctement, les impulsions électriques se détachent généralement du bruit et peuvent être isolées en fixant un seuil comme sur la figure A.6. Par ailleurs, le CFD déclenche également une impulsion TTL qui correspond à un temps caractéristique de l'impulsion analogique. L'intérêt de l'utilisation d'un CFD réside dans le fait que ce temps dépend peu de l'amplitude et de la forme de l'impulsion analogique. Les temps associés aux fronts montant de ces impulsions TTL sont numérisés par un TDC (Time-to-Digital convertor) dont le pas de codage est de 275 ps puis transférés sur un ordinateur une fois que tout le nuage a été acquis.

Une fois sur l'ordinateur, nous nous retrouvons donc avec quatre listes de temps dont chacun correspond un atome et possède un partenaire dans les trois autres listes. Le but du jeu va être maintenant d'associer tous ces temps en quadruplets qui nous permettront de reconstituer nos nuages atomes par atomes. Deux techniques différentes sont utilisées et sont décrites dans les manuscrits de M. Schellekens [Schellekens 2007] et d'A. Perrin [Perrin 2007a]. Dans le cas idéal, le flux sur les galettes n'est pas trop élevé pour qu'il n'y ait jamais plus de deux impulsions électriques dans une ligne à retard : la reconstruction se fait alors aisément. Le point important sur lequel nous voudrions insister ici est qu'un problème nouveau est apparu lors de l'utilisation du piège dipolaire. En effet, lorsque le condensat s'écrase sur le détecteur, la direction initialement longue s'étend relativement

b. La notion de pixels pour un système continu comme une ligne à retard n'est pas immédiate. Nous verrons qu'elle tient son origine de la numérisation des temps d'arrivée au paragraphe suivant.

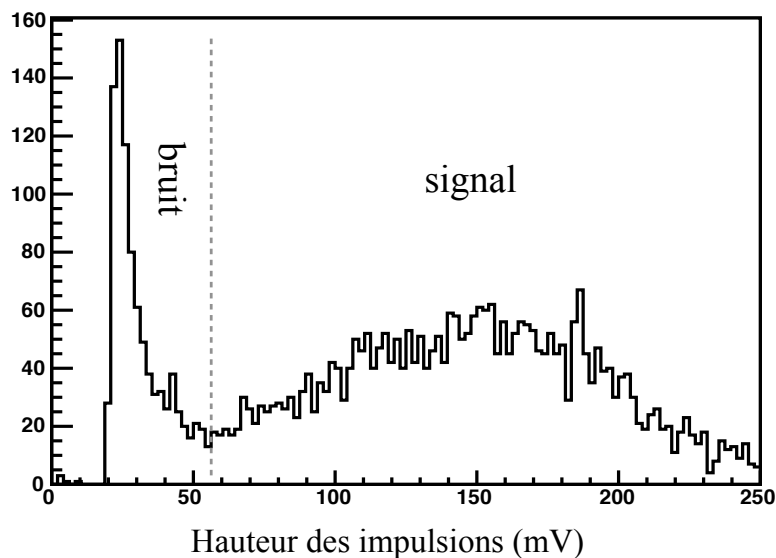


Figure A.6 Distribution des hauteurs des impulsions (après amplification). A l'aide d'un oscilloscope rapide, nous sommes capable d'enregistrer les hauteurs de chaque impulsions sur les quatre voies. Sans atomes, seul le pic à gauche des pointillés est visible. Avec atomes, lorsque les MCPs sont à une tension suffisamment, les douches d'électrons ont été assez amplifiées pour que les hauteurs des impulsions sortent du bruit. Nous réglons ainsi notre seuil pour ne considérer que les impulsions dont la hauteur n'est supérieure à 55 mV.

peu durant le temps de vol : la grande majorité des atomes ($10^4 - 10^5$) arrive sur le détecteur dans une fenêtre d'environ $500 \mu\text{s}$. Ceci signifie qu'il y a plusieurs impulsions enchevêtrées qui se propagent dans les lignes à retard (leur longueur vaut 80 ns). A cause du découplage de deux lignes à retard entre elles, il est pratiquement impossible dans ce cas là d'être sûr que les quatre impulsions sont bien associées. Il peut arriver que l'on fasse correspondre un position sur l'axe x d'un atome à la position sur l'axe y d'un autre : c'est l'origine de la croix que l'on voit apparaître sur la figure 3.14.

Pour éliminer ce problème, nous avons rendu l'algorithme d'A. Perrin un peu plus strict. Sur les quatre bouts des lignes à retard, nous en avons considéré un de référence. Pour chaque impulsion détectée sur cette voie, nous regardons dans une fenêtre temporelle (d'environ la longueur de la ligne, 80 ns) le nombre d'impulsion sur chacune des autres voies. S'il y a deux impulsions sur une même voie dans cette fenêtre, nous oublions l'impulsion de la voie de référence et traitons la suivante. Cette façon de faire offre l'assurance que les atomes reconstruits sont bien réels mais ignore potentiellement une grande partie des données brutes. Cet algorithme s'est révélé néanmoins extrêmement utile dans l'analyse de la sphère de collision qui est très peu dense. Puisque celle-ci est inclinée, nous nous attendons à ce qu'une partie de la sphère arrive en même temps que les condensats et que les atomes issus d'une mauvaise reconstruction viennent polluer cette partie. Ignorer la majeure partie des atomes des condensats n'est ici pas un problème puisque nous nous intéressons seulement à ceux diffusés sur le halo. Nous avons donc pu limité cet effet dans une certaine mesure en faisant attention à notre reconstruction mais nous en voyons toujours les signes sur quelques points de la figure 2.15 (dont

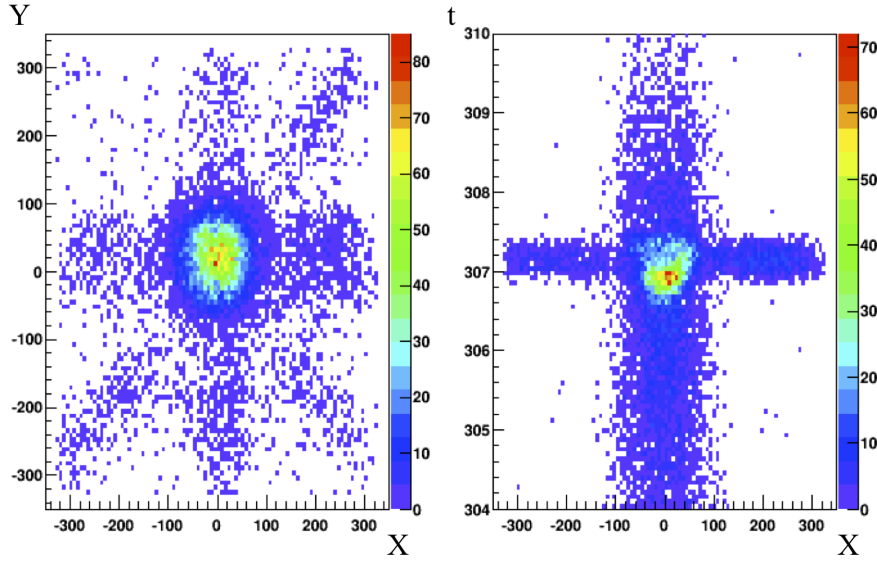


Figure A.7 Artefact de reconstruction. (gauche) Image dans le plan horizontal d'un condensat (nuage en couleurs plus chaudes) mal reconstruit. La croix est formée d'atomes qui devrait être dans le condensat. (droite) Image dans un plan vertical.

l'abscisse est autour de $\phi_{sp} \simeq 120^\circ$).

A.3.4 Détection

A l'aide de nos mesures de fluctuations détaillées au paragraphe 2.4, nous avons pu obtenir une borne inférieure de l'efficacité quantique de notre détecteur que l'on avait alors estimée à 12%. Ceci semble coïncider avec les mesures faites à Amsterdam où ce détecteur avait été le maillon essentiel pour démontrer l'effet HBT avec des fermions (§ 1.2.1). Historiquement sur ce montage expérimental, deux systèmes de détection ont été mis en place : l'un est une galette avec une anode (sans reconstruction à trois dimensions) et l'autre est un système optique. En se basant sur une estimation optique du nombre d'atomes, une calibration de l'efficacité de leur galette à micro-canaux a pu être faite. De fil en aiguille, l'efficacité quantique de notre détecteur a pu être également estimée à 11% par comparaison avec leur MCP. Cette mesure a néanmoins été réalisée avec une ancienne génération de galettes à micro-canaux qui avait des caractéristiques légèrement différentes et nous pouvons donc nous attendre à une efficacité différente de quelques pourcents.

Mesure de T_c Une autre mesure indépendante a été effectuée en observant l'apparition d'une partie condensée lors du refroidissement évaporatif : le nuage atomique est chargé dans le piège optique et nous arrêtons la rampe d'évaporation à différents temps. La température du seuil de condensation est alors donnée par la densité du nuage thermique :

$$n\lambda_T^3(T_c) = \zeta\left(\frac{3}{2}\right) \quad (\text{A.2})$$

où $\lambda_T(T_0) = h / \sqrt{2\pi m k_B T_0}$ est la longueur d'onde thermique de de Broglie. En mesurant la température du nuage et le nombre d'atomes détectés, nous avons accès à la détectivité de notre système de détection. La valeur trouvée de $\eta = 13\%$ est cohérente avec les précédentes.

Grille En définitive, il est apparu que cette faible détectivité rendait les résultats bruts (c'est-à-dire avant corrections) de réduction de fluctuations moins attractifs et les perspectives d'expériences plus poussées plus incertaines. Une part de cette valeur tient du fait que la surface ouverte (le rapport de la surface des canaux sur la surface totale des MCPs) n'est que de 60%. Ainsi 40% des atomes d'hélium métastable ne tombent pas dans un canal et ne déclenchent pas d'avalanche. Une proposition a retenu notre attention [Deconihout 2002] : un champ électrique pourrait courber la trajectoire des électrons extraits par ces atomes et les ramener dans un canal proche. Un champ électrique suffisamment fort pour faire cela peut être créé à partir d'une grille métallique en lui appliquant un potentiel^c raisonnable (quelques centaines de volt).

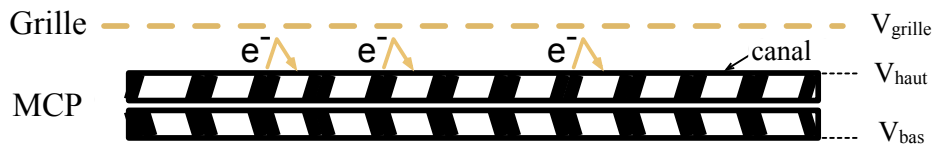


Figure A.8 Schéma de principe du fonctionnement de la grille. Les électrons arrachés sur la face avant de la galette sont attirés dans le canal le plus proche à l'aide d'un potentiel électrique. Pour des distances de quelques millimètres, les potentiels électriques nécessaires sont tout à fait dans la gamme accessible avec des alimentations standards.

En pratique, nous avons positionné cette grille métallique à une distance de 5 – 8 mm. L'écart entre les fils et leur épaisseur valaient respectivement 200 μm et 4 μm ce qui donne une transmission de 85%. Le gain qu'offre ce système peut être testé en mesurant le nombre d'atomes piégés par un MOT en fonction de la tension de la grille $V_{\text{grille}} - V_{\text{haut}}$ (Fig. A.9). Nous faisons cela pour deux potentiels appliqués à la face arrière^d des galettes de 1.6 kV (bleu) et 1.9 kV (rouge) qui correspondent à deux régimes différents. A 1.6 kV, le MCP travaillent encore dans un régime à faible amplification. Il entre, par contre, dans un régime saturé à 1.9 kV pour lequel les impulsions électriques sur les lignes à retard ont pratiquement toutes la même amplitude. Ce dernier régime est véritablement celui dans lequel nous plaçons lors de nos prises de données car la galette opère alors dans un mode de comptage.

La figure A.9 présente les résultats qui s'avèrent finalement très décevants. Le point de fonctionnement qui nous intéresse est indiqué par les points rouges pour une tension de grille négative. Ces derniers montrent une légère augmentation du nombre d'atomes de 5% qui ne contrebalance pas la transmission de 85%. Par ailleurs, nous nous attendions trouver un maximum d'efficacité entre une zone à faible tension où les électrons sont à peine déviés et une zone à forte tension où ils rebondissent sur place. Or on remarque ici

c. L'effet désiré est obtenu pour un potentiel V_{grille} inférieur au potentiel V_{haut} .

d. La face avant est à un potentiel de référence 0V.

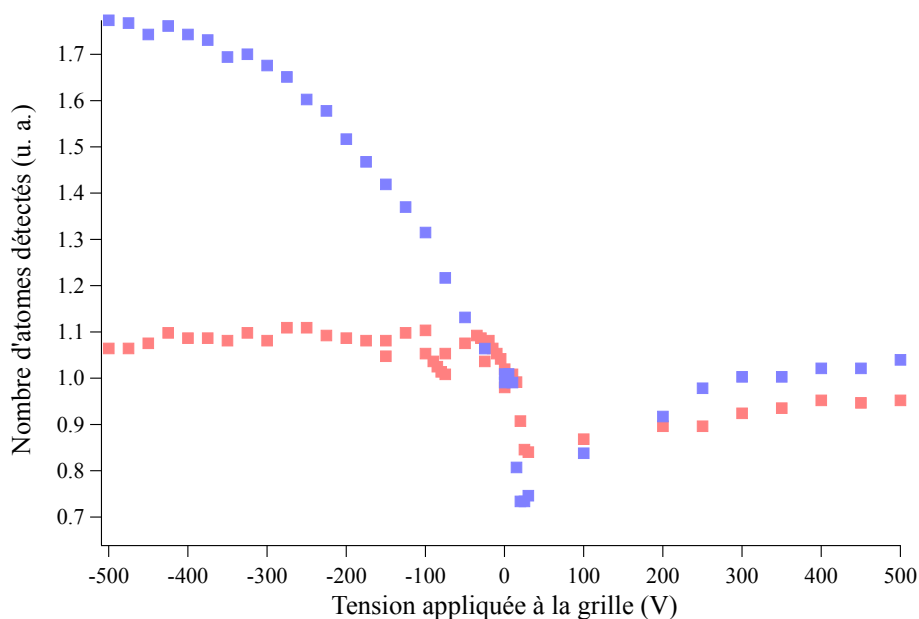


Figure A.9 Comportement de la détectivité avec la grille. Les valeurs de nombre d'atomes sont normalisés au nombre d'atomes pour une tension entre la grille et la face avant des galettes nulle. Nous avons tracé l'efficacité du fonctionnement de la grille pour deux valeurs de tension du MCP différentes. Pour un fonctionnement en mode comptage, nous ne voyons pas l'augmentation attendue nombre d'atomes.

un plateau. D'un autre côté, si l'on regarde les points pour une tension sur les galettes de 1.6 kV, nous voyons que plus la différence de potentiels augmente (toujours pour un potentiel sur la grille négatif), plus on détecte d'atomes. Ceci se comprend qualitativement en supposant que le champ électrique à l'intérieur des canaux est la somme des champs électriques créés par les tensions appliquées à la grille et au MCP. Augmenter la tension sur la grille revient au même qu'augmenter la tension des galettes. Comme le gain est très non linéaire avec la tension appliquée au MCP (une petite variation de la tension à 1.6 kV a énormément plus d'effet sur le nombre d'atomes détectés qu'à 1.9 kV), l'argument ci-dessus semble donner une explication du comportement reporté pour une tension négative.

Lorsque l'on regarde la partie où la tension de la grille est positive, les résultats ne nous apparaissent pas non plus décrire ce que l'on s'attendait à avoir. La chute du nombre d'atomes pourrait s'expliquer par le fait qu'une partie des premiers électrons extraits à l'entrée des canaux sont attirés par la grille et ne déclenchent pas d'avalanche. Mais cet effet devrait alors être de plus en plus important au fur et à mesure que l'on augmente la tension de la grille ce qui ne semble pas être le cas. Finalement, nous en concluons que le dispositif mis en place ne réalise pas ce que l'on aurait aimé. Pire encore, lors de ces mesures, nous avons malheureusement mis une tension trop élevée sur la grille et un arc électrique a déposé un film métallique sur le passage au vide sous le détecteur. Les quatre bouts des lignes à retard se sont ainsi retrouvés connectés entre eux ce qui a résulté d'un bruit gigantesque noyant totalement nos signaux atomiques. Ce problème n'a pu être résolu qu'en remplaçant le passage électrique.

A.3.5 Résolution

La résolution spatiale de notre détecteur vient directement de la capacité de notre électronique à faire la distinction entre les temps d'arrivée des impulsions électriques à chaque bout des deux lignes à retard. Dans leur manuscrit, mes prédécesseurs présentent une façon pratique de mesurer la résolution spatiale de notre détecteur. Nous aimerions la rappeler très brièvement et mettre l'accent ensuite sur l'anisotropie de la résolution. Dans le cas idéal, la distribution S

$$(t_{x1} + t_{x2}) - (t_{y1} + t_{y2}) \quad (\text{A.3})$$

doit être infiniment fine et sa valeur moyenne est donnée par la longueur des lignes et la vitesse de l'impulsion. En pratique, cette distribution a cependant une largeur σ_S qui nous renseigne sur la résolution spatiale δ_i (où $i = x, y, z$) par :

$$\delta_i = \alpha_i \frac{\sigma_S}{\sqrt{2}} \quad (\text{A.4})$$

Le facteur $\sqrt{2}$ tient compte du fait que nous pouvons considérer les quatre bouts des lignes à retard équivalents [Krachmalnicoff 2009]. Expérimentalement, nous avons tracé cette distribution S en enregistrant les temps d'arrivée des impulsions générées par les atomes relâchés d'un piège magnéto-optique et nous avons pu déterminer alors une largeur σ_S de 0.7 ns.

Le facteur α_i va exhiber l'anisotropie de la résolution spatiale de notre détecteur. Dans le plan horizontal ($i = x, y$), on peut se rendre compte à partir de l'équation (A.1) que l'expression de ce facteur vaut la moitié de la vitesse de propagation effective $v/2 = c/600$. Nous en déduisons donc une résolution spatiale moyenne d'environ 200 μm . Notons également que nous nous sommes aperçus de variations de quelques dizaines de microns de la résolution locale selon le point spatial considéré. D'un autre côté, les choses sont différentes pour l'axe vertical pour lequel le coefficient α_z n'est pas calculé de la même manière. La précision temporelle étant de 0.7 ns, celle-ci se retranscrit pour un atome en chute libre tombant à la vitesse gt en précision spatiale d'environ 1.5 nm au niveau de notre détecteur, après environ 300 ms de chute libre. Nous retrouvons dans l'anisotropie des résolutions simplement le rapport de la vitesse des impulsions électriques dans une ligne à retard à la vitesse de chute des atomes. Nous en avons tiré parti en retenant notre condensat dans un piège dipolaire vertical que l'on décrit au chapitre 3.

A.3.6 Calibration de la taille des pixels

Pour les mesures de la forme du halo de collisions (paragraphe 2.3), la différence de quelques pourcents seulement entre les rayons nous a obligé à mesurer très précisément la taille de nos pixels. Cette dernière est définie par la distance que parcourt l'impulsion pendant la durée d'un pas de codage (275 ps). Cette définition n'est toutefois pas convenable dans notre cas puisque nous ne connaissons pas la vitesse de propagation assez précisément. Nous avons donc décidé de mesurer cette taille de pixels directement en mesurant une distance macroscopique très bien connue à l'aide de notre détecteur. Pour faire cela, nous avons illuminé, à l'aide d'une lampe ultra-violette, une plaque de métal percée de quatre trous qui est positionnée sur le même hublot que celui par lequel le fais-

ceau piège entre dans l'enceinte. On peut raisonnablement traiter les rayons lumineux UV qui passent par les trous par l'optique géométrique. Connaissant alors les tailles et les distances entre ces trous (de l'ordre respectivement de 1 mm et 1 cm) à 100 μm près, on peut estimer les distances entre les spots sur les galettes. Une lumière ultra-violette a volontairement été utilisée car les photons sont assez énergétiques pour déclencher des avalanches. Nous pouvons donc repérer ces spots après reconstruction de la même façon que nous le faisons avec des atomes comme le montre la figure A.10.

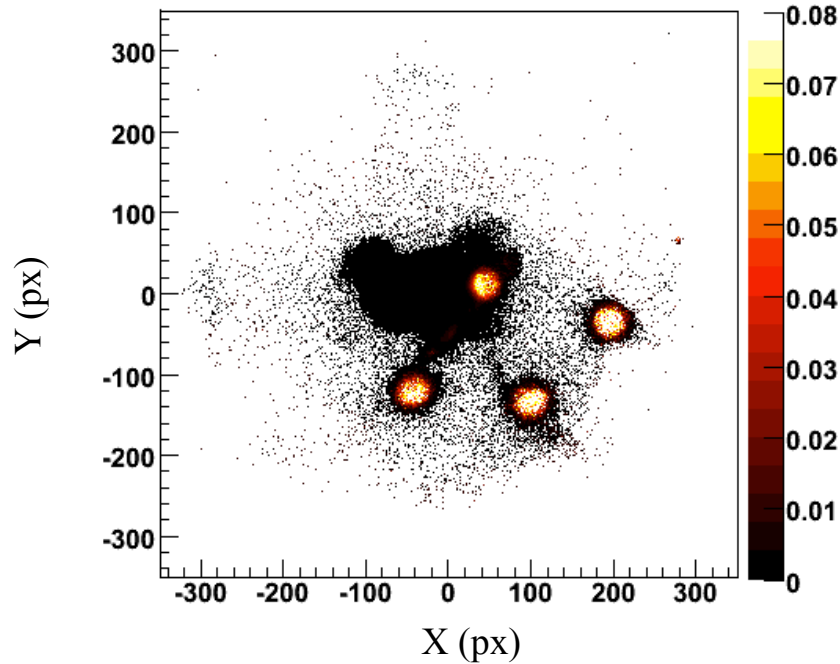


Figure A.10 Reconstruction des tâches lumineuses sur le détecteur. Une lampe UV illumine une plaque en métal percée de trous qui sont observés sur le MCP. La comparaison entre la taille calculée par l'optique géométrique et celle mesurée après reconstruction nous permet d'obtenir la taille des pixels.

Sur cette image, les quatre zones intenses sont les endroits où les photons UV ont frappé le détecteur. Nous remarquons également une zone moins intense mais qui semble néanmoins détecter quelques photons. Cette zone a été balayé pendant très longtemps par le laser piège et semble être maintenant plus sensible aux photons^e. Ceci a compliqué un peu notre entreprise car cette sensibilité a un effet sur le centre des spots. En déplaçant légèrement la plaque de métal, nous avons pu finalement mesurer toutes les distances. En mesurant précisément les distances entre la plaque, la lampe et le détecteur, ainsi que les distances entre les spots détectés, nous sommes arrivés à donner une valeur de la taille des pixels à environ 1% près :

$$\begin{aligned}\delta x_{\text{px}} &= 135.6 \pm 1.7 \mu\text{m} \\ \delta y_{\text{px}} &= 143.4 \pm 1.7 \mu\text{m}\end{aligned}\tag{A.5}$$

e. Les reconstructions d'atomes relâchés d'un piège magnéto-optique n'ont jamais montré un quelconque effet de ce type bizarrement.

Ceci nous certifie que la forme non sphérique du halo de collision n'est due pas à une erreur de calibration.

B

Articles scientifiques

Sommaire

Spontaneous Four-Wave Mixing of de Broglie Waves : Beyond Optics	161
Bose-Einstein Condensation and Spin Mixtures of Optically Trapped Metastable Helium	165
Sub-Poissonian number differences in four-wave mixing of matter waves	171

Spontaneous Four-Wave Mixing of de Broglie Waves : Beyond Optics

Référence [[Krachmalnicoff 2010](#)]

Bose-Einstein Condensation and Spin Mixtures of Optically Trapped Metastable Helium

Référence [[Partridge 2010](#)]

Sub-Poissonian number differences in four-wave mixing of matter waves

Référence [[Jaskula 2010](#)]

Spontaneous Four-Wave Mixing of de Broglie Waves: Beyond Optics

V. Krachmalnicoff,¹ J.-C. Jaskula,¹ M. Bonneau,¹ V. Leung,¹ G. B. Partridge,¹ D. Boiron,¹ C. I. Westbrook,¹ P. Deuar,² P. Ziń,³ M. Trippenbach,⁴ and K. V. Kheruntsyan⁵

¹Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Univ Paris Sud, CNRS, Campus Polytechnique RD128 91127 Palaiseau France

²Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warsaw, Poland

³The Andrzej Sołtan Institute for Nuclear Studies, Hoża 69, PL-00-681 Warsaw, Poland

⁴Institute of Theoretical Physics, Physics Department, University of Warsaw, Hoża 69, PL-00-681 Warsaw, Poland

⁵ARC Centre of Excellence for Quantum-Atom Optics, School of Mathematics and Physics, University of Queensland, Brisbane, Queensland 4072, Australia

(Received 21 November 2009; published 15 April 2010)

We investigate the atom-optical analog of degenerate four-wave mixing by colliding two Bose-Einstein condensates of metastable helium. The momentum distribution of the scattered atoms is measured in three dimensions. A simple analogy with photon phase matching conditions suggests a spherical final distribution. We find, however, that it is an ellipsoid with radii smaller than the initial collision momenta. Numerical and analytical calculations agree with this and reveal the interplay between many-body effects, mean-field interaction, and the anisotropy of the source condensate.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.150402

PACS numbers: 03.75.Nt, 05.30.-d, 34.50.-s

The field of atom optics has developed to the point that one can now speak of the beginning of “quantum-atom optics” [1] in which atoms are manipulated in ways similar to photons and in which quantum fluctuations and entanglement play an important role. The demonstration of atom pair production [2,3], either from the dissociation of ultracold molecules, a process analogous to parametric down-conversion [4–6], or from collisions of Bose-Einstein condensates (BECs) [7–10], analogous to four-wave mixing (FWM) [11–21], holds considerable promise for generating atomic squeezed states and demonstrating nonlocal Einstein-Podolsky-Rosen (EPR) correlations [4,5,22,23]. In both these systems, atom-atom interactions play the role of the nonlinear medium that allows conversion processes. Atoms are not, however, exactly like photons, and in spite of their formal similarity, the processes of pair production of photons and of atoms exhibit some interesting and even surprising differences that must be understood in order for the quantum-atom optics field to advance. In this work, we discuss one such effect.

In optical FWM or parametric down-conversion [24], energy conservation requires that the sum of the energies of the outgoing photons be fixed by the energy of the input photon(s). Phase matching requirements impose constraints on the directions and values of the individual photon momenta. A simple case is degenerate, spontaneous FWM (i.e., two input photons of equal energy) in an isotropic medium, for which energy conservation and phase matching require that the momenta of the output photons lie on a spherical shell whose radius is that of the momenta of the input photons.

We have performed the atom-optical analog of degenerate FWM in colliding BECs while paying careful attention to the momenta of the outgoing atoms. We find that

unlike the optical case, the output momenta do *not* lie on a sphere, but rather on an ellipsoid with short radius *smaller* than the input momentum. This behavior is due to a subtle combination of atom-atom interactions, which impose an energy cost for pair production, and the anisotropy of the condensates, which affects the scattered atoms as they leave the interaction region.

Although an analogous effect could exist in optics, optical nonlinearities are typically so small that the effect is negligible. However, in the process of high-harmonic generation in intense laser fields, a similar effect has been discussed [25]. There, phase-matching conditions can become significantly intensity dependent, and the ponderomotive acceleration of electrons alters the phase and energy balance of the harmonic generation process. Thus the ponderomotive force plays a role loosely analogous to that of the mean-field repulsion in our problem.

To fully understand the results, we have simulated the BEC collision using a fully quantum, first-principles numerical calculation based on the positive- P representation method [17,20], and find quantitative agreement with the experiment. We have also analyzed the problem using a stochastic implementation of the Bogoliubov approach, which allows us to identify and illustrate the contributions of various interaction effects in the process.

The experimental setup is similar to that described in [3]. We start from a BEC of $\sim 10^5$ atoms magnetically trapped in the $m_x = 1$ sublevel of the 2^3S_1 metastable state of helium-4. The trap is cylindrically symmetric with axial and radial frequencies of 47 and 1150 Hz, respectively. The bias field of ~ 0.25 G along the x axis defines the quantization axis.

To generate the two colliding BECs, we use a two-step process. First, the atoms are transferred to the $m_x = 0$ state

by a stimulated Raman transition. Using a 4 μs long pulse, we transfer 90% of the atoms to this magnetically untrapped state. 1 μs after the end of the Raman pulse, the BEC is split into two counterpropagating condensates with a Bragg pulse driven by two laser beams propagating at approximately 90° , as shown in Fig. 1(a). The parameters of the Bragg pulse are adjusted to transfer half of the atoms to a state moving at relative velocity $2v_0$ in the yz plane, with $v_0 = 7.31$ cm/s, which is ~ 4 times the speed of sound in the center of the BEC. The condensates thus separate along the *radial* axis, unlike in the experiment of Ref. [3]. To analyze the data we will use a center-of-mass reference frame, in which the collision axis is defined as Z (tilted by about 45° from z), $X \equiv x$, and Y is orthogonal to Z and X (see Fig. 1).

After the collision, the atoms fall onto a microchannel plate detector placed 46.5 cm below the trap center. A delay line anode permits reconstruction of a 3D image of the cloud of atoms. The flight time to the detector (300 ms), is long enough that the 3D reconstruction gives a 3D image of the velocity distribution after the collision. Binary, s -wave collisions between atoms in the BECs should (*naively*) result in the scattered particles being uniformly distributed on a sphere in velocity space with radius equal to the collision velocity v_0 . The collision along the radial axis allows access to the entire collision halo in a plane containing the anisotropy of the BEC (the XY plane) without distortion from the condensates. As in Ref. [3], we observe a strong correlation between atoms with opposite velocities confirming that the observed halo is indeed the result of binary collisions.

In Fig. 2(a) we show a slice of the scattering halo in the XY -plane that reveals its annular structure. A dashed circle

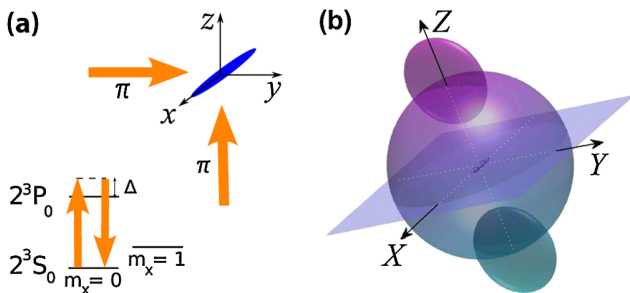


FIG. 1 (color online). (a) Geometry of the Bragg beams and level scheme of the $2^3S_1 - 2^3P_0$ transition of ^4He (at 1083 nm). A Bragg pulse of two π -polarized laser beams (shown by the two arrows) detuned by $\Delta/2\pi = 600$ MHz produces two counterpropagating BECs that separate along their radial dimension at approximately 45° to the vertical (z) axis at relative velocity $2v_0$. (b) Schematic diagram of the collision geometry in the center-of-mass frame in which we denote the collision axis as Z . The two disks represent the colliding condensates in momentum space. The sphere represents the halo of scattered atoms. The cigar shaped initial condensate with axial direction $X = x$ is shown in the center. We analyze the experimental data in the XY plane.

of radius 1, indicating the momentum $\hbar k_0 = mv_0$, is shown for comparison. We can see that the ring corresponding to the mean momentum of scattered atoms does not lie exactly on the dashed line, but rather slightly within it, and that the deviation is anisotropic. The ring thickness and density are also anisotropic, though in the present work we concentrate on the behavior of the radius. To analyze the data more quantitatively, we divide the ring into azimuthal sectors and fit a Gaussian peak plus a linearly sloped background to extract a value for the halo radius as a function of the angle ϕ [20]. It is clear from Fig. 2(c) that the radius of the halo in momentum space varies approximately sinusoidally by $\pm 2\%$ and that it is almost always smaller than k_0 .

To understand this result qualitatively, we first consider the energy balance for pair production in a homogeneous BEC. Removing an atom from the condensate liberates an energy corresponding to the chemical potential, $g\rho$, where $g = 4\pi a\hbar^2/m$, a is the s -wave scattering length, and ρ the density. Here, we have two counterpropagating conden-

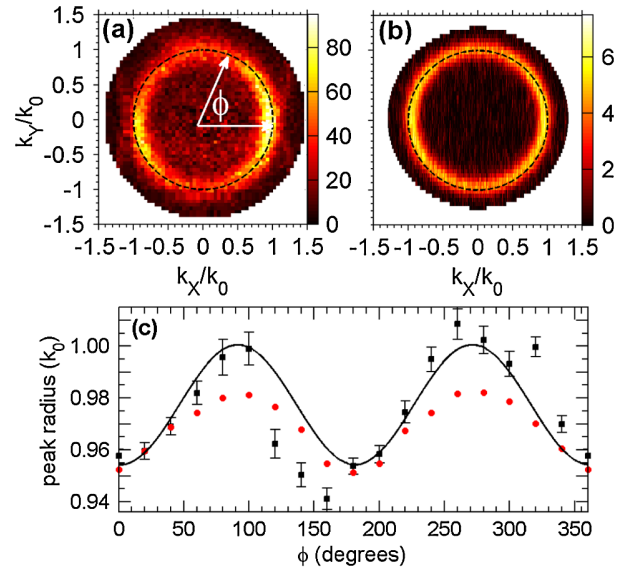


FIG. 2 (color online). (a) Average momentum space density $n(k_x, k_y)$ (in arb. units, from ~ 1500 experimental runs) of the experimentally observed scattering halo on the equatorial plane (k_x, k_y); the density is averaged over a disk of thickness $[-0.1k_0, +0.1k_0]$ along k_z . (b) Same as in (a) but from the positive- P simulation (see text) after 70 μs collision time, in units of 10^{-18} m^3 . (c) Plot of the peak radius of the scattering halo on the equatorial plane versus the azimuthal angle ϕ . Black squares are experimental data, while the red circles are from the simulation. The data is binned into 18 angular bins of $\Delta\phi = 20^\circ$, and each data point for the peak radius is derived from a Gaussian fit to the radial distribution $n(k_R, \phi) \equiv n(k_x = k_R \cos\phi, k_y = k_R \sin\phi)$ at the respective angle ϕ (the error bars show the statistical uncertainty in the fits; in addition, there is a systematic uncertainty of $\pm 1.5\%$ in the determination of the average radius of the sphere). The smooth line is a sinusoidal fit to the experimental data.

sates (each having density $\rho/2$), which for simplicity we model as plane waves. In the presence of the spatial modulation due to their interference, the energy liberated by removing one atom changes to $3g\rho/2$ [26]. On the other hand, placing an atom in a scattering mode requires an energy $2g\rho$ since the scattered atom is distinguishable from those in the condensate. Energy conservation, including the mean-field contributions, gives

$$\frac{\hbar^2 k_0^2}{2m} + \frac{3}{2}g\rho = \frac{\hbar^2 k_s^2}{2m} + 2g\rho, \quad (1)$$

where we denote the absolute momentum of one scattered atom $\hbar k_s$. Thus, the initial scattered momentum is *smaller* than the ingoing momentum, $k_s < k_0$. This effect was observed in a numerical simulation in Ref. [14]; a similar effect was discussed in Ref. [8]. Using plane waves to model the BECs is of course a crude approximation, but if we replace ρ by the central density of an inhomogeneous BEC, we find $k_s = 0.96k_0$ for the experimental parameters.

In addition to this *initial* energy balance analysis, a second effect must be taken into account. Once created, the scattered atoms escape from the condensate region and gain energy from the mean-field interaction potential. The effect is similar to that reported in Ref. [26], an experiment which observed the mutual repulsion of two BECs after Bragg diffraction. If the source BEC were stationary, atoms would gain a kinetic energy $2g\rho$ as they roll-off the mean-field potential. In our system however, the potential also evolves in time and goes to zero in the XY plane on a time scale corresponding to the time for the two condensates to separate ($\sim 70 \mu\text{s}$). The rapid vanishing of the potential on the equatorial plane has a very different effect on scattered atoms moving in the X and Y directions. Atoms moving along Y , the small dimension of the trap, escape the condensate overlap region on a timescale of $\sim 40 \mu\text{s}$, faster than the condensates can separate. As a result, these atoms are accelerated by a steep potential gradient and regain part of the energy $2g\rho$ (part—because the potential itself is reduced during the separation). On the other hand, atoms moving along X , the long axis of the trap, do not escape before the condensates separate and thus experience much less acceleration. Accordingly the observed momentum along the X direction is smaller than along Y , and much closer to the shifted value predicted by Eq. (1).

To describe this experiment quantitatively we perform first-principles positive- P simulations similar to those in Refs. [17,20]. Here, the multimode dynamics of the atomic field operators $\hat{\Psi}(\mathbf{x}, t)$ and $\hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{x}, t)$ for the $m_x = 0$ state is fully modeled by two independent complex c fields, $\Psi(\mathbf{x}, t)$ and $\tilde{\Psi}(\mathbf{x}, t)$, satisfying the Itô stochastic differential equations:

$$\begin{aligned} i\hbar\partial_t\Psi(\mathbf{x}, t) &= \mathcal{A}_{\text{GP}}(\Psi, \tilde{\Psi})\Psi + \sqrt{i\hbar g}\Psi\zeta_1(\mathbf{x}, t), \\ -i\hbar\partial_t\tilde{\Psi}(\mathbf{x}, t) &= \mathcal{A}_{\text{GP}}(\Psi, \tilde{\Psi})\tilde{\Psi} + \sqrt{-i\hbar g}\tilde{\Psi}\zeta_2(\mathbf{x}, t). \end{aligned} \quad (2)$$

Here, $\mathcal{A}_{\text{GP}}(\Psi, \tilde{\Psi}) = -\hbar^2\nabla^2/(2m) + g\tilde{\Psi}\Psi$ is a deterministic part similar to the mean-field Gross-Pitaevskii (GP) equation, $\zeta_j(\mathbf{x}, t)$ ($j = 1, 2$) are real independent noise sources with zero mean and correlations $\langle\zeta_j(\mathbf{x}, t)\zeta_k(\mathbf{x}', t')\rangle = \delta_{jk}\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{x}')\delta(t - t')$, while $g = 4\pi\hbar^2 a/m$ uses $a = 5.3 \text{ nm}$ [3] for the $m_x = 0$ atoms.

The initial condition for the outcoupled BEC in the $m_x = 0$ state (assuming perfect outcoupling for simplicity) is a coherent state with the same density profile $\rho(\mathbf{x})$ as the trapped BEC in the $m_x = 1$ state, with $a = 7.51 \text{ nm}$ [27], $N_0 = 10^5$ atoms. Modulating this with a standing wave imparts initial momenta $\pm k_0$ in the Z direction,

$$\Psi(\mathbf{x}, 0) = \langle\hat{\Psi}(\mathbf{x}, 0)\rangle = \sqrt{\rho(\mathbf{x})/2}(e^{ik_0 Z} + e^{-ik_0 Z}), \quad (3)$$

and models the Bragg pulse that splits the BEC into two equal halves described in the center-of-mass frame. The initial density $\rho(\mathbf{x})$ is obtained as the ground state solution to the GP equation in the trap, and $\tilde{\Psi}(\mathbf{x}, 0) = \Psi(\mathbf{x}, 0)^*$. The results of this simulation are shown in Fig. 2(b) and 2(c) for $t = 70 \mu\text{s}$ at which time the condensates have fully separated and the collision is over. The result of the simulation is in reasonable agreement with the experiment. The remaining discrepancy could be because the experiment, unlike the simulation, averages over a broad distribution of initial atom numbers. Since large condensates scatter more atoms, these events have more statistical weight and bias the data towards larger modulations.

In order to confirm the qualitative mean-field mechanisms described above, we also perform an analysis of the collision dynamics using a time-adaptive Bogoliubov approach [28], in which the atomic field operator is split into the mean-field (ψ_0) and fluctuating components, $\hat{\Psi}(\mathbf{x}, t) = \psi_0(\mathbf{x}, t) + \hat{\delta}(\mathbf{x}, t)$. The coherent BEC wave function $\psi_0(\mathbf{x}, t)$ evolves according to the standard time-dependent GP equation, with the initial condition given by Eq. (3). The fluctuating component $\hat{\delta}(\mathbf{x}, t)$ describes incoherent scattered atoms, and is initially in the vacuum state. In the Bogoliubov approach, $\hat{\delta}$ evolves as

$$i\hbar\partial_t\hat{\delta}(\mathbf{x}, t) = \mathcal{H}_0(\mathbf{x}, t)\hat{\delta} + \mathcal{G}(\mathbf{x}, t)\hat{\delta}^\dagger. \quad (4)$$

Here, $\mathcal{H}_0(\mathbf{x}, t) = -\hbar^2\nabla^2/(2m) + 2g|\psi_0(\mathbf{x}, t)|^2$ contains the kinetic energy and the mean-field potential energy $2g|\psi_0(\mathbf{x}, t)|^2$ for scattered atoms. The effective coupling $\mathcal{G}(\mathbf{x}, t) = g\psi_0(\mathbf{x}, t)^2$ causes spontaneous pair production of scattered atoms. The dynamics of the field $\hat{\delta}$ is then formulated using the positive- P representation [28], leading to the (stochastic field) evolution equations

$$\begin{aligned} i\hbar\partial_t\delta(\mathbf{x}, t) &= \mathcal{H}_0\delta + \mathcal{G}\tilde{\delta} + \sqrt{i\mathcal{G}}\zeta_1(\mathbf{x}, t), \\ -i\hbar\partial_t\tilde{\delta}(\mathbf{x}, t) &= \mathcal{H}_0\tilde{\delta} + \mathcal{G}^*\delta + \sqrt{-i\mathcal{G}^*}\zeta_2(\mathbf{x}, t), \end{aligned} \quad (5)$$

which, unlike the full calculation (2), are stable in time because the noise is nonmultiplicative. This method takes

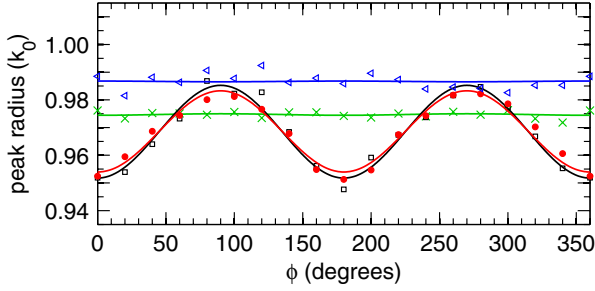


FIG. 3 (color online). Predictions for the peak radius of the scattering halo as in Fig. 2(c), after the end of the collision (72 μ s), with various controlled changes. *Red*- \bullet : full positive- P calculation, Eq. (2) [same as in Fig. 2(c)]; *Black*- \square : anisotropic Bogoliubov calculation, Eq. (5); *Blue*- \triangleleft : anisotropic Bogoliubov, but with mean-field potentials $\propto g|\psi_0|^2$ removed from Eq. (5) and from the GP equation for $\psi_0(\mathbf{x}, t)$; *Green*- \times : full Bogoliubov, but with *spherical* BECs and unchanged peak density $\rho(0)$ (200 μ s).

into account the temporal evolution and spatial separation of the two condensates; the stochastic formulation of the evolution of the field $\hat{\delta}(\mathbf{x}, t)$ makes explicit diagonalizations on the (enormous) Hilbert space unnecessary. As condensate depletion is $\sim 1.5\%$ here, the stochastic Bogoliubov results are in excellent agreement with the positive- P simulations, as seen in Fig. 3.

Figure 3 also shows simulations performed with controlled changes applied to the system. The *green* (\times) points use a spherical initial condensate and show no anisotropy in the scattering sphere, unlike the black (\square) squares for the anisotropic case. The *blue* (\triangleleft) points have no mean-field potential, confirming that this potential is essential for both the radius shift and the ellipticity.

The ability to detect three dimensional momentum vectors of individual atoms allows the identification of small, previously unseen anomalies in the scattering “sphere” resulting from a simple collision between two condensates. First-principles simulations reproduce these small anomalies and help us to identify the important physical processes. An important application of pair production is the study and exploitation of quantum correlations between the pairs, for example, via Bell and EPR type experiments [29,30]. A matter-wave analogue of the optical EPR experiment with parametric down-conversion [30] has been discussed in Ref. [22] in the context of dissociation of a BEC of molecular dimers, which produces atom-atom correlations similar to four-wave mixing. In addition to the kinematic effects we report here, mean-field effects will also affect the *phases* of the associated two-particle wave functions. Future work must carefully evaluate the effects of such (anisotropic and possibly fluctuating) phase

shifts on observables like the contrast of one- and two-particle interference fringes.

We thank M. Gajda for valuable suggestions. This work was supported by the French ANR, the IFRAF institute, and the Euroquam Project CIGMA. G. P. is supported by a European Union Marie Curie IIF Fellowship. P. D. acknowledges the EU contract MEIF-CT-2006-041390. P. Z. and M. T. are supported by Polish Government Research Grants. K. K. acknowledges support by the Australian Research Council, and the hospitality of the Université Paris-Sud 11.

- [1] P. Meystre, *Atom Optics* (Springer, Berlin, 2001).
- [2] M. Greiner *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 110401 (2005).
- [3] A. Perrin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 150405 (2007).
- [4] T. Opatrny and G. Kurizki, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3180 (2001).
- [5] K. V. Kheruntsyan and P. D. Drummond, *Phys. Rev. A* **66**, 031602(R) (2002).
- [6] C. M. Savage, P. E. Schwenn, and K. V. Kheruntsyan, *Phys. Rev. A* **74**, 033620 (2006).
- [7] L. Deng *et al.*, *Nature (London)* **398**, 218 (1999).
- [8] J. M. Vogels, K. Xu, and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 020401 (2002).
- [9] J. M. Vogels, J. K. Chin, and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 030403 (2003).
- [10] N. Katz *et al.*, *Phys. Rev. A* **70**, 033615 (2004).
- [11] H. Pu and P. Meystre, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3987 (2000).
- [12] L.-M. Duan *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3991 (2000).
- [13] Y. B. Band *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5462 (2000).
- [14] R. Bach, M. Trippenbach, and K. Rzazewski, *Phys. Rev. A* **65**, 063605 (2002).
- [15] P. Ziń *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 200401 (2005).
- [16] A. A. Norrie, R. J. Ballagh, and C. W. Gardiner, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 040401 (2005).
- [17] P. Deuar and P. D. Drummond, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 120402 (2007).
- [18] K. Mølmer *et al.*, *Phys. Rev. A* **77**, 033601 (2008).
- [19] J. Chwedeńczuk *et al.*, *Phys. Rev. A* **78**, 053605 (2008).
- [20] A. Perrin *et al.*, *New J. Phys.* **10**, 045021 (2008).
- [21] M. Ögren and K. V. Kheruntsyan, *Phys. Rev. A* **79**, 021606 (R) (2009).
- [22] K. V. Kheruntsyan, M. K. Olsen, and P. D. Drummond, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 150405 (2005).
- [23] A. J. Ferris, M. K. Olsen, and M. J. Davis, *Phys. Rev. A* **79**, 043634 (2009).
- [24] M. O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1997).
- [25] P. Balcou *et al.*, *Phys. Rev. A* **55**, 3204 (1997).
- [26] J. Simsarian *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2040 (2000).
- [27] S. Moal *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 023203 (2006).
- [28] P. Deuar *et al.* (unpublished).
- [29] J. G. Rarity and P. R. Tapster, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2495 (1990).
- [30] Z. Y. Ou *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3663 (1992).

Bose-Einstein condensation and spin mixtures of optically trapped metastable helium

G. B. Partridge, J.-C. Jaskula, M. Bonneau, D. Boiron, and C. I. Westbrook

Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Université Paris Sud, CNRS, Campus Polytechnique RD 128, F-91127 Palaiseau, France

(Received 22 March 2010; published 26 May 2010)

We report the realization of a Bose-Einstein condensate of metastable helium-4 atoms ($^4\text{He}^*$) in an all-optical potential. Up to 10^5 spin-polarized $^4\text{He}^*$ atoms are condensed in an optical dipole trap formed from a single, focused, vertically propagating far-off-resonance laser beam. The vertical trap geometry is chosen to best match the resolution characteristics of a delay-line anode microchannel plate detector capable of registering single He^* atoms. We also confirm the instability of certain spin-state combinations of $^4\text{He}^*$ to two-body inelastic processes, which necessarily affects the scope of future experiments using optically trapped spin mixtures. In order to better quantify this constraint, we measure spin-state-resolved two-body inelastic loss rate coefficients in the optical trap.

DOI: [10.1103/PhysRevA.81.053631](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.81.053631)

PACS number(s): 03.75.Hh, 34.50.Fa, 37.10.Gh

I. INTRODUCTION

When a helium atom is placed in the long-lived 2^3S_1 metastable state, it behaves in many ways like any number of other atomic species used in trapping and cooling experiments. In particular, metastable helium (He^*) can be manipulated by common laser and evaporative cooling techniques, the applications of which have culminated in the Bose-Einstein condensation of $^4\text{He}^*$ [1–4] and the realization of a degenerate Fermi gas of $^3\text{He}^*$ [5]. Despite many similarities however, ultracold metastable helium also presents unique rewards and challenges in relation to the more traditional ultracold alkali-metal atomic systems because of the almost 20 eV of potential energy per atom that is stored in the metastable excited state.

One of the most appealing aspects of He^* is the range of possibilities it offers for the detection of individual atoms, as well as for the real-time monitoring of the trapped gas. Through the use of a microchannel plate (MCP) and delay-line anode, it is possible to measure three-dimensional (3D) time-of-flight (TOF) distributions with single-atom resolution [6]. In addition, the stream of ions produced by the collision-induced ionization of trapped atoms provides a real-time *in situ* readout of the density of the trapped gas. Using these techniques, we have previously studied phenomena such as the onset of Bose-Einstein condensation (BEC) in real time [7], the Hanbury Brown–Twiss effect for bosonic and fermionic atoms [6,8], and the degenerate four-wave mixing of matter waves resulting from collisions between condensates [9,10]. The pairing of an MCP and a phosphor screen has also allowed the direct imaging of He^* atom-laser modes [11–13].

The large energy stored in the metastable state that enables the exceptional detection schemes used in these experiments comes at a price, however: the loss of atoms in the trapped gas through the enhancement of collisional ionization processes [14,15]. Indeed, were it not for the fact that such losses are strongly suppressed in a polarized gas [15–17], it would not have been possible to reach the atomic densities sufficient for condensation.

To date, experiments involving degenerate He^* have been largely based upon magnetic trapping, if for no other reason than that the magnetic trap guarantees the spin polarization (for the case of $^4\text{He}^*$) that enables the high densities necessary

to reach degeneracy. In recent years, however, the power and flexibility of all-optical potentials formed from far-detuned laser beams, together with the lifting of the constraint of spin polarization, has facilitated access to diverse fields of study, including models of condensed matter systems and spinor physics [18]. The combination of custom-engineered trapping potentials, the spin degree of freedom, and the power of single-atom detection of He^* should open many exciting possibilities.

As a first step in this direction, we have constructed an optical dipole trap for He^* . In this paper, we describe the initial implementation of this trap and the subsequent production of a BEC. Moreover, we report measurements of the dominant ionizing loss rate constants between different spin states, the values of which will determine the feasibility of future studies involving nonpolarized gases.

II. BOSE-EINSTEIN CONDENSATE OF $^4\text{He}^*$ IN AN OPTICAL TRAP

Up to $N = 10^8$ $^4\text{He}^*$ atoms at a temperature of $T \sim 300 \mu\text{K}$ are initially loaded from a magneto-optical trap into a Ioffe-Pritchard-type magnetic trap in the 2^3S_1 , $m_J = 1$ magnetic substate, where they are cooled to $T = 150 \mu\text{K}$ by a retroreflected 1D Doppler beam [19]. An rf-forced evaporation ramp is then applied for ~ 4 s to further cool the gas to $T = 15 \mu\text{K}$, $N \sim 5 \times 10^6$, after which time the optical trap, formed from a single far-detuned 1.5- μm -wavelength laser beam focused to a $1/e^2$ Gaussian beam waist radius of $w_0 = 43 \mu\text{m}$, is ramped up to a full power of $P \sim 1.5$ W over approximately 1 s. The magnetic trap is then switched off in a time on the order of $100 \mu\text{s}$, and a bias magnetic field $B_0 = 4$ G is applied in the horizontal direction in order to maintain the polarization of the atoms.

At full power, the trap provides $U_0 \sim 50 \mu\text{K}$ of confinement in the radial (horizontal) direction, although because of gravity an effective “lip” is formed at the bottom of the axial (vertical) potential. The height of this lip and correspondingly the effective trap depth U_{eff} are strongly dependent on the optical trap’s laser power as well as on residual vertical magnetic-field gradients. Under typical conditions and at full optical power, the trap depth is reduced in this direction by a factor of 3. To further characterize the trapping potential, trap oscillation

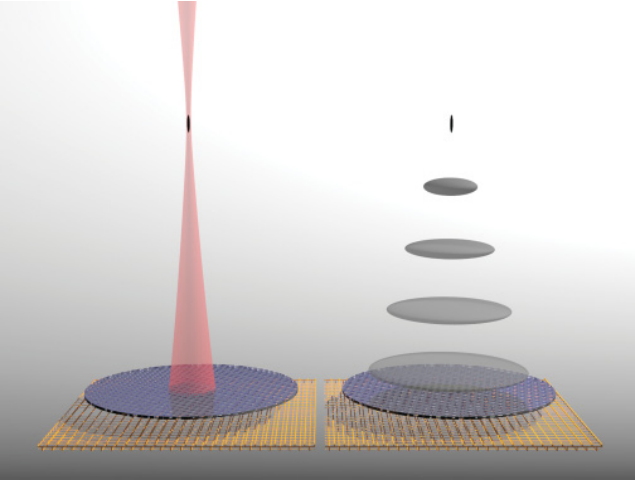


FIG. 1. (Color online) Trap and detector layout. The optical trap is formed from a vertically propagating red-detuned beam. The anisotropy of the potential results in a vertically elongated condensate with typical radial and axial (vertical) Thomas-Fermi radii of $R_r \sim 2.5 \mu\text{m}$ and $R_z \sim 600 \mu\text{m}$, where $R_i^2 = 2 \mu_{3D}/m\omega_i^2$ (the 3D chemical potential μ_{3D} is defined in the text, and trap frequencies ω_i corresponding to a BEC are given in the caption of Fig. 2). After release from the trap, during the 300 ms TOF, the condensate expands into a horizontally oriented “pancake” distribution since the radial size increases by a factor of ~ 3000 , while the axial size increases by only a few percent. After their TOF, individual atoms are detected in the horizontal plane with a crossed delay-line anode positioned beneath an MCP. Combined with the time of arrival, this allows a 3D reconstruction of the TOF atomic distribution.

frequencies are measured via the resonant loss of the atoms resulting from parametric excitations driven by intensity modulation of the laser. At full trap depth, the approximated harmonic trap oscillation frequencies are $\omega_r/2\pi = 2.4 \text{ kHz}$ and $\omega_z/2\pi = 15 \text{ Hz}$. At this trap depth, we also measure a background-pressure-limited $1/e$ atom lifetime of $\tau \sim 25 \text{ s}$ using a dilute polarized $m_J = 1$ gas, for which two- and three-body losses are highly suppressed.

After transfer from the magnetic trap, approximately $N = 10^6$ atoms remain in the optical trap at a temperature of $T = 5 \mu\text{K}$. After 1 s of thermalization, N is reduced by 10%, and the temperature reaches a steady-state value of $3 \mu\text{K}$. Further cooling is achieved by evaporation as the trap laser intensity I is decreased from maximum, I_0 , toward a constant nonzero value, I_F , in an exponential fashion over $\sim 4 \text{ s}$ as $I(t) = (I_0 - I_F)e^{(-t/\tau)} + I_F$, where the time constant $\tau = 1 \text{ s}$. After evaporation, the trapping beam is switched off and the atoms fall onto the MCP detector, located 47 cm below the trapping region (TOF $\sim 300 \text{ ms}$), as illustrated in Fig. 1.

The final degeneracy of the atomic cloud can be controlled by either varying the offset of the evaporation trajectory, I_F , or by interrupting the trajectory before the final trap depth is reached. Figure 2 shows time-of-flight momentum distributions corresponding to three different final trap depths. The distribution of the condensed fraction exemplifies the striking inversion of aspect ratio of the initially cigar-shaped condensate that results from the anisotropic expansion during the long TOF.

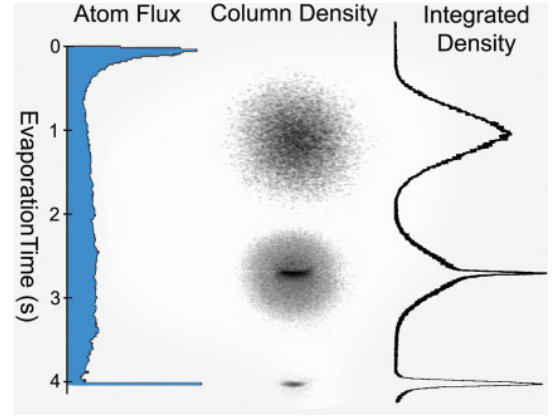


FIG. 2. (Color online) Evaporation to a BEC. On the left is the flux of atoms exiting the trap over the vertical potential lip during evaporation. These atoms remain confined by the trapping beam in the horizontal plane and so are guided onto the MCP. The peak near time 0 s is associated with atoms lost during transfer from the magnetic trap and the subsequent rapid thermalization of the remaining atoms. The peak near 4 s is the TOF density distribution of the cold atoms released at the end of evaporation. In the center are 2D column densities obtained by integration along one horizontal axis of the 3D TOF density distributions of released clouds of various temperatures. On the right are the corresponding axial profiles made by integration along the remaining horizontal axis. At full trap depth, the temperature $T = 3 \mu\text{K} > T_c$, where the critical temperature for condensation $T_c \approx 2 \mu\text{K}$, and so the momentum distribution is thermal (top). As the temperature is lowered below T_c , the distribution becomes a bimodal superposition of thermal and condensed atoms, marked by the high visibility of the pancake-shaped condensed fraction contrasted with the uniformly distributed thermal component (middle). When the trap intensity is lowered to $I \approx 0.5I_0$, the temperature $T \ll T_c$, and the thermal component is removed, leaving a quasipure condensate of up to $N = 10^5$ atoms with condensed atom fraction $N_c/N \geq 0.9$ (bottom). At this trap depth ($U_{\text{eff}}/k_B \sim 0.25 \mu\text{K}$), the trap frequencies are $\omega_r/2\pi = 1.5 \text{ kHz}$ and $\omega_z/2\pi = 6.5 \text{ Hz}$.

Because of the vertical orientation of the beam relative to gravity, the escaping atoms exit the trap primarily over the lip at the bottom of the trap, along the propagation direction of the laser, during evaporation. This results in an intense beam of optically guided atoms that is registered on the MCP directly below the trap. This signal of evaporated atom flux versus time, shown in Fig. 2, has proven useful in the optimization of atom transfer from the magnetic trap and subsequent evaporation, and provides a unique real-time method of monitoring the evolution of the cooling gas. Moreover, the same mechanism has recently been used to guide an atom laser formed from a He* BEC [13].

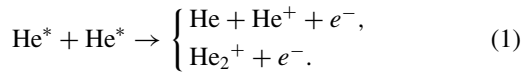
The primary motivation for the vertical orientation of this trap, however, is to create a better “mode matching” between the time-of-flight density distribution of the condensate and the resolution capabilities of the MCP detector, for which the resolution in the vertical direction, $\sigma_z \approx 3 \text{ nm}$, is much higher than that in the horizontal direction, $\sigma_{x,y} \approx 300 \mu\text{m}$. In addition to aligning the small dimension of the pancake BEC with the high-resolution direction of the detector (see Fig. 1), this geometry is expected to improve the contrast of measurements of the Hanbury Brown–Twiss type of

correlations, since the shortest correlation length, associated with the vertically elongated potential, is now aligned with the vertical axis [6,8].

Finally, we note that condensates formed at the lowest trap depths, such as those shown in Fig. 2, approach the crossover to 1D that occurs when the 3D chemical potential falls below the energy of the first harmonic oscillator state of the radial potential [20,21]: $\mu_{3D} = \frac{1}{2}\hbar\bar{\omega}(15Na/\bar{a})^{2/5} < \hbar\omega_r$, where $\bar{\omega} = (\omega_r^2\omega_z)^{1/3}$ is the geometric mean of the trap frequencies, $\bar{a} = \sqrt{\hbar/(m\bar{\omega})}$ is the characteristic oscillator length, $a = 7.5$ nm is the s -wave scattering length [22], and m is the ${}^4\text{He}$ atomic mass. Condensates with further reduced number $N \sim 10^4$ remain well within our detection capabilities, and can in fact cross this boundary.

III. INELASTIC LOSSES IN A THERMAL SPIN MIXTURE OF ${}^4\text{He}^*$

As already mentioned, it is primarily the stored internal energy of the metastable ${}^4\text{He}^*$ atom that distinguishes it from more commonly trapped alkali-metal atoms. This characteristic allows single-atom detection, but also leads to increased susceptibility to inelastic loss processes whose rates are enhanced by Penning and associative ionization:



In an external field, the 2^3S_1 state of ${}^4\text{He}^*$ has three magnetic substates $m_J = \pm 1$ and $m_J = 0$. In a magnetic trap, the required polarization of the trapped gas in the $m_J = 1$ state suppresses these processes. In an optical trap, however, atoms in all spin projections can be confined. To better comprehend the feasibility of exploiting this added degree of freedom, we now turn to state-resolved measurements of inelastic loss from spin mixtures of thermal atoms in the optical trap.

At low temperatures such as those considered in this work, where s -wave atomic collisions dominate, inelastic collisions between ${}^4\text{He}^*$ atoms can take place through the ${}^5\Sigma_g^+$ potential for colliding atoms with total spin $M \neq 0$, or the ${}^1\Sigma_g^+$ potential for $M = 0$, where $M = \sum m_J$ is the sum of the spin projections of the colliding atoms. Ionization processes are spin forbidden for collisions through the former, which is the origin of the suppression of inelastic losses in spin-polarized samples. Moreover, any other combination of input states with $M \neq 0$ should be likewise suppressed. The collisions that remain are those between atoms with $M = 0$, namely, collisions involving two $m_J = 0$ atoms or one each of $m_J = 1$ and $m_J = -1$ [15,23,24].

By creating mixtures of various spin states and monitoring their populations as a function of time, we can test this prediction and also quantitatively measure the loss rates for the dominant processes. As previously described, atoms are initially loaded into the optical trap and cooled in the 2^3S_1 , $m_J = 1$ magnetic substate, the same one that is trapped in the magnetic trap. After transfer, the optical trap depth is lowered such that the gas temperature approaches, but does not go below, T_c . This cooling phase is followed by an adiabatic recompression to full intensity, where the trap is held for ~ 1 s to ensure thermalization. Typical values following this trap

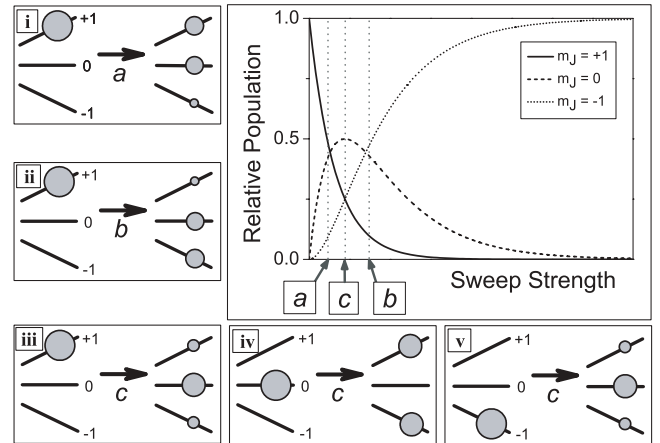


FIG. 3. rf sweep schemes. The large panel shows the solution to the three-level LZ system for input state $m_J = 1$, plotted vs the sweep strength, which is proportional to the rf power for a sufficiently broad sweep of fixed duration. Panels (i)–(v) show the effects of ramps of various strengths (labeled a , b , and c) on different input states. Note that the total population is an incoherent mixture of spin states, so only single-state inputs are considered. Panels (i)–(iii) correspond directly to the main panel, and (v) is equivalent to (iii) with the $m_J = \pm 1$ states reversed. The behavior of panel (iv) cannot be inferred from the main panel, since the input state in this case is $m_J = 0$, although we have confirmed the result both experimentally and numerically, as described in the text.

trajectory are $N = 5 \times 10^5$ and $T = 2.0 \mu\text{K}$, so that $T/T_c \gtrsim 1.25$ with peak density $n_0 \approx 2.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

After cooling and recompression, spin mixtures are created from the polarized $m_J = 1$ gas by a nonadiabatic rf sweep across the transition between adjacent levels, $m_J = \pm 1 \leftrightarrow m_J = 0$. For the current work, we use 2-ms linear sweeps of 3 MHz centered at ~ 11 MHz at three separate power settings to prepare the atom spin states in different proportions. Figure 3 shows a numeric solution to a three-level Landau-Zener (LZ) problem as a function of sweep strength, which is proportional to the rf power divided by the linear sweep rate [25]. As illustrated in Fig. 3, for the case of the weak sweep a , the final population is approximately evenly split between the $m_J = +1$ and $m_J = 0$ states, with a small amount ($\sim 10\%$) of $m_J = -1$. A sweep of intermediate power, c , places half the atoms in the $m_J = 0$ state, with the remaining half split evenly between the $m_J = \pm 1$ states. As the rf power is increased further, the sweep b splits the population between $m_J = 0$ and $m_J = -1$, with a small amount ($\sim 10\%$) of $m_J = 1$ remaining.

Before making quantitative measurements of the loss rates, we first check the overall relative stability of various combinations of spins. After spin preparation, the trap is held at full power for a variable time, and is then suddenly switched off. A Stern-Gerlach vertical magnetic-field gradient is then applied in order to impart a spin-dependent momentum component, such that after the TOF the arrival times of the three spin-state populations are different and each can be counted separately by the MCP.

Figures 4(a) and 4(b) show measurements of losses in imbalanced spin mixtures prepared with sweeps a and b of

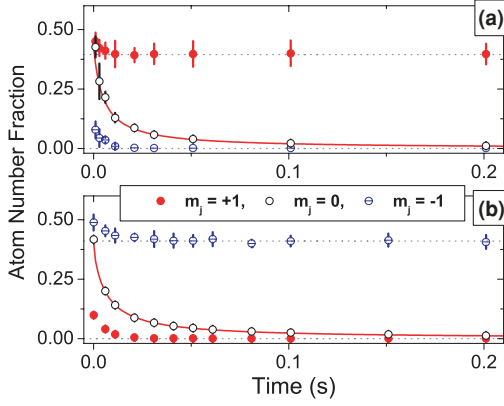


FIG. 4. (Color online) Loss processes in imbalanced mixtures. Two initial spin-state populations prepared using *a* and *b* of Fig. 3 are plotted vs time to determine the stable and unstable spin combinations. The error bars correspond to the standard deviation of the mean derived from repeated measurements. The solid curve through the $m_J = 0$ points is a fit to a two-body loss process corresponding to a preliminary value $\beta_{00}^{\text{prelim}} \approx 7 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$, and is shown for reference, since in this case, systematic uncertainties in atom number and temperature that result from residual distortions associated with the Stern-Gerlach field limit the precision of the measurement. The dotted horizontal lines are shown for reference.

Fig. 3, respectively. In Fig. 4(a), the populations of all three spin states initially decay until the $m_J = -1$ state is depleted, at which time the $m_J = 1$ population stabilizes while the $m_J = 0$ population continues to decay for the entire duration. Figure 4(b) shows a similar measurement in which the roles of $m_J = 1$ and $m_J = -1$ have been reversed. The observed behavior confirms the instability of the $(m_J, m'_J) = (1, -1)$ and $(0, 0)$ mixtures, as well as the relative stability of the $(m_J, m'_J) = (0, 1), (0, -1), (1, 1)$, and $(-1, -1)$ mixtures. The extent of the stabilization of the $m_J = 1$ state in Fig. 4(a) and the $m_J = -1$ state in Fig. 4(b) in the presence of the remaining $m_J = 0$ gas places a coarse upper limit on the loss rate coefficients $\beta_{10, -10, 11, -1-1} \lesssim 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$, although two-body loss processes below this level are indistinguishable from the background one-body losses under the present experimental conditions. This finding is consistent with the suppression of ionizing collisions already observed for spin-polarized $m_J = 1$ samples, and, moreover, is a direct demonstration of the extension of this suppression to other atom pairs with total spin $M \neq 0$.

With the stable and unstable combinations of spin states identified, we now focus on a careful and quantitative treatment of the more dominant loss rates between states $(m_J, m'_J) = (0, 0)$ and $(1, -1)$. In the following, we model the local atomic density of the thermal gas, $n = n(\mathbf{r})$, as

$$\frac{dn}{dt} = -\Gamma n - \beta n^2 - L_3 n^3, \quad (2)$$

where $\Gamma = 1/\tau = 0.04 \text{ s}^{-1}$ is the measured one-body loss rate caused by background-gas collisions and off-resonance scattering of trap laser photons, β is the two-body loss rate coefficient, and L_3 accounts for three-body contributions to the loss rate. Although we keep the three-body term L_3

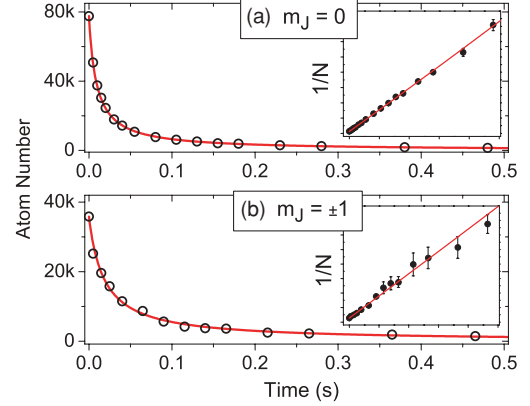


FIG. 5. (Color online) Loss of $m_J = 0$ and $m_J = \pm 1$ atoms. The populations of the $m_J = 0$ state or the $m_J = \pm 1$ atoms are separately measured to refine measurements of the corresponding loss rate constants β_{00} and $\beta_{\pm 1}$. Error bars, corresponding to the standard deviation of the mean, are equivalent to or smaller than the data point symbols (on the linear scale). The curves show the best fit to a two-body decay process for a thermal Bose gas in the true optical-plus-gravitational potential, including the measured one-body loss rate, as described in the text. The insets show the same data and fits plotted as $1/N$ vs time. When plotted in this way, the decay resulting from purely two-body processes appears linear with time, and so the linearity of the data exemplifies the limited contribution of one- and three-body loss processes.

for the time being, we intentionally use low-density gases in order to minimize its contribution and isolate two-body effects.

In order to compare with our data, Eq. (2) is put into terms of the total number N by spatial integration over the extent of the inhomogeneous density distribution of the trapped cloud, $n(\mathbf{r})$,

$$\frac{dN}{dt} = -\Gamma N - \beta N \langle n \rangle - L_3 N \langle n^2 \rangle, \quad (3)$$

where $\langle n^q \rangle = (1/N) \int d^3r [n(\mathbf{r})]^q$.

If we consider populations of interacting magnetic substates $(m_J, m'_J) = (i, j)$ with numbers $N_{i(j)}$ in the i th (j th) substate, Eq. (3) becomes

$$\frac{dN_{i(j)}}{dt} = -\Gamma N_{i(j)} - \beta_{ij} N_{i(j)} \langle n_{j(i)} \rangle - L_3 N_{\text{tot}} \langle n_{\text{tot}}^2 \rangle, \quad (4)$$

where β_{ij} is the partial two-body rate coefficient for loss resulting from collisions between states $(m_J, m'_J) = (i, j)$, and $\langle n_{j(i)} \rangle = (1/N_{i(j)}) \int d^3r [n_i(\mathbf{r}) n_j(\mathbf{r})]$ is determined as in Eq. (3) by spatial integration of the density distributions of both states i and j . Here we have also generalized the three-body term as an effective rate constant dependent upon the sum of all spin component densities, n_{tot} .

Figure 5(a) shows the loss of $m_J = 0$ atoms from a mixture prepared with half the atoms in the $m_J = 0$ state and the remaining half split evenly between the $m_J = \pm 1$ states, as in Fig. 3, panel (iii). To further suppress the contribution of three-body processes in these measurements, we intentionally reduce the atom number such that the peak density is reduced to $n_0 \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Furthermore, since we have previously shown the stability of the $m_J = 0$ state to loss processes involving

the $m_J = \pm 1$ states, we attribute all two-body losses in the $m_J = 0$ to interactions among $m_J = 0$ atoms. To improve the signal-to-noise ratio for the number and temperature measurement of the $m_J = 0$ atoms, the $m_J = \pm 1$ atoms that remain after the optical trap hold time are cleared by a strong transverse magnetic-field gradient that is applied shortly after the optical trap is switched off (the $m_J = 0$ atoms are not perturbed by this field gradient owing to their lack of magnetic moment).

To measure the losses between $m_J = 1$ and $m_J = -1$ atoms, we follow a similar procedure with one added step. Figure 5(b) shows a spin mixture that is initially prepared in the same way as in Fig. 5(a) using sweep c of Fig. 3. After the optical trap hold time, however, the rf pulse is applied a second time at the same strength before the strong clearing magnetic-field gradient is applied. We find that the second application of the rf sweep at power c splits the initial $m_J = 0$ population into equal parts $m_J = \pm 1$, as in Fig. 3, panel (iv), which are subsequently cleared by the field gradient pulse. Likewise, the initial $m_J = \pm 1$ population is transferred to $m_J = 0$ with 50% efficiency [Fig. 3, panels (iii) and (v)], which protects it from the field gradient pulse and other stray field gradients so that it can fall to the detector unperturbed. We have confirmed the observed behavior of the population transfers by further analysis of the three-level LZ problem [26]. Since the populations of $m_J = 1$ and $m_J = -1$ are equal, the resulting measured number $N_{\pm 1} = \frac{1}{2}(N_1 + N_{-1}) = N_1 = N_{-1}$.

To find the loss rate constants, we numerically solve the loss rate equation (3) and find the best fit to the data. For a thermal gas in a harmonic trap, the atomic density distribution is Gaussian and can be analytically integrated to give $\langle n \rangle = N/(2\sqrt{2}V)$ and $\langle n^2 \rangle = N^2/(3\sqrt{3}V^2)$, where $V = (\omega_z/\omega_R)(m\omega_r^2/2\pi k_B T)^{3/2}$ is the volume of the trapped thermal gas.

As expected for our intentionally low peak atomic densities, no contribution of the three-body term is detected in the data. An upper limit $L_3 \lesssim 5 \times 10^{-22}$ cm⁶/s is determined by increasing L_3 until its effect on the fit to the data cannot be compensated, to first order, by varying the two-body term within its uncertainty. However, even before this limit is reached, the quality of the fit is significantly degraded. For reference, a value of $L_3 \approx 1 \times 10^{-26}$ cm⁶/s has been measured in a spin-polarized $m_J = 1$ condensate of ⁴He* in a magnetic trap [2,3,27].

By varying the two-body rate constants we find preliminary values of $\beta_{00}^G = 7.6(4) \times 10^{-10}$ cm³/s and $\beta_{\pm 1}^G = 8.4(10) \times 10^{-10}$ cm³/s, where we define β_{00}^G as the number loss rate coefficient for $m_J = 0$ atoms, $\beta_{\pm 1}^G = \beta_{1,-1}^G = \beta_{-1,1}^G$ as the number loss rate coefficient for either $m_J = 1$ or $m_J = -1$ atoms, and where the superscript G denotes the use of the Gaussian density approximation. For the time being, the uncertainty reflects only the statistical and fitting uncertainty.

We refine the fit values of β by integrating Eq. (3) over the atomic density distribution of a Bose gas at the measured temperature in the true optical-plus-gravitational potential. We find that the inclusion of the slight truncation of the density distribution by the finite trap depth [28] and additional terms of the thermal bosonic density distribution result in a slight reduction of the final extracted values of $\beta_{00} = 6.6(4) \times 10^{-10}$ cm³/s and $\beta_{\pm 1} = 7.4(10) \times 10^{-10}$ cm³/s.

In addition to the statistical errors given above, several sources of systematic error must also be included. The dominant contributions come from the determination of the absolute number of trapped atoms and the characterization of the trapping potential. Together with residual uncertainties in temperature,¹ these combine to give an overall estimate of $(1/\beta)\delta\beta_{\text{sys}} \approx 25\%$.

For a comparison of relative rates, the systematic errors are greatly reduced. We find within the remaining uncertainty that $\beta_{00} = \beta_{\pm 1}$, meaning that all three spin components are depleted with the same rate constant, which in turn confirms that the collision ‘‘event rate’’ for the $(m'_J, m_J) = (0, 0)$ collisions is half that of the $(1, -1)$, since each $(0, 0)$ collision results in the loss of two $m_J = 0$ atoms [15,24].

Previous measurements of the inelastic loss in unpolarized He* gases have been performed by measuring ionization rates of samples prepared in magneto-optical traps [17,29–32], with the results of, and discrepancies among, these various measurements summarized in Refs. [24,32]. These experiments differ from that of the present work in that the losses resulting from interactions between individual spin states are not resolved, and instead an ionization rate $K_{\text{ss}}^{\text{(unpol)}}$ is measured for the global decay of the entire unpolarized gas. To compare with these measurements, our partial two-body loss coefficients can be rescaled to give the global loss rate using

$$\beta_{\text{meas}} = 18K_{\text{ss}}^{\text{(unpol)}} \frac{1}{3}(2\rho_{-1}\rho_{+1} + \rho_0^2), \quad (5)$$

where β_{meas} is the measured number loss rate and ρ_i is the fractional population of the $m_J = i$ substate [17]. The numerical factors are defined such that the ionization rate constant $K_{\text{ss}}^{\text{(unpol)}} = \frac{1}{2}\beta_{\text{meas}}$ [i.e., one ion detected per two lost atoms; see Eq. (1)] for the case of an unpolarized gas where $\rho_{-1} = \rho_{+1} = \rho_0 = \frac{1}{3}$. Our measured β_{00} with $\rho_0 = 1$ ($\rho_{\pm 1} = 0$) gives $K_{\text{ss}}^{\text{(unpol)}} = \frac{1}{6}\beta_{00} = 1.10(7) \times 10^{-10}$ cm³/s. Similarly, if $\rho_{-1} = \rho_{+1} = \frac{1}{2}$, $K_{\text{ss}}^{\text{(unpol)}} = \frac{1}{3}\beta_{\pm 1}/2 = 1.23(17) \times 10^{-10}$ cm³/s, where the factor of one-half in $\beta_{\pm 1}$ reflects the fact that we measure only N_1 or N_{-1} to determine $\beta_{\pm 1}$, whereas when both states are counted the rate constant is reduced by half. As before, a systematic uncertainty of 25% applies to these numbers. These values of $K_{\text{ss}}^{\text{(unpol)}}$ are in good agreement with those measured in Refs. [31,32] and are consistent with theoretical predictions [15,23,24].

IV. CONCLUSION

We have achieved Bose-Einstein condensation of ⁴He* in an optical dipole trap. We observe efficient evaporative cooling and a long trap lifetime, both of which point favorably toward the possibility of future all-optical production of these condensates as well as the implementation of more complex trapping geometries. Using this trap, we have also made spin-state-resolved measurements of two-body loss in a thermal ⁴He* gas, and find that it is dominated by collisions

¹We compensate, to first order, for a small ($\sim 10\%$) systematic increase in temperature that occurs as the gas decays by rescaling the measured number to account for the resultant slight decrease in peak atomic density.

between $(m_J, m'_J) = (0,0)$ and $(1,-1)$ atoms. We find loss rate coefficients for these individual processes that are in line with theory and compatible with previous measurements of the global loss rate from magneto-optical traps. Finally, we conjecture that, although these relatively high loss rates may prevent the cooling of some nonpolarized mixtures to degeneracy, spin mixtures can be created starting from a cold polarized gas whose lifetime will not preclude all experiments. This is especially true for the case of highly polarized spin mixtures consisting of a small number of $m_J = 0$ atoms immersed in a gas of $m_J = 1$ or -1 atoms.

Note added. We recently became aware of the successful operation of an optical dipole trap for He^* at the VU University in Amsterdam [33].

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by the French ANR, the IFRAF Institute, and the Euroquam Project CIGMA. G.P. is supported by the Marie Curie Actions program of the European Commission.

-
- [1] A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I. Westbrook, and A. Aspect, *Science* **292**, 461 (2001).
 - [2] F. Pereira Dos Santos, J. Léonard, J. Wang, C. J. Barrelet, F. Perales, E. Rasel, C. S. Unnikrishnan, M. Leduc, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3459 (2001).
 - [3] A. S. Tychkov, T. Jelte, J. M. McNamara, P. J. J. Tol, N. Herschbach, W. Hogervorst, and W. Vassen, *Phys. Rev. A* **73**, 031603(R) (2006).
 - [4] R. Dall and A. Truscott, *Opt. Commun.* **270**, 255 (2007).
 - [5] J. M. McNamara, T. Jelte, A. S. Tychkov, W. Hogervorst, and W. Vassen, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 080404 (2006).
 - [6] M. Schellekens, R. Hoppeler, A. Perrin, J. V. Gomes, D. Boiron, A. Aspect, and C. I. Westbrook, *Science* **310**, 648 (2005).
 - [7] S. Seidelin, O. Sirjean, J. V. Gomes, D. Boiron, C. I. Westbrook, and A. Aspect, *J. Opt. B* **5**, S112 (2003).
 - [8] T. Jelte *et al.*, *Nature (London)* **445**, 402 (2007).
 - [9] A. Perrin, H. Chang, V. Krachmalnicoff, M. Schellekens, D. Boiron, A. Aspect, and C. I. Westbrook, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 150405 (2007).
 - [10] V. Krachmalnicoff, J.-C. Jaskula, M. Bonneau, V. Leung, G. B. Partridge, D. Boiron, C. I. Westbrook, P. Deuar, P. Zin, M. Trippenbach, and K. V. Kheruntsyan, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 150402 (2010).
 - [11] R. G. Dall, L. J. Byron, A. G. Truscott, G. R. Dennis, M. T. Johnsson, M. Jeppesen, and J. J. Hope, *Opt. Express* **15**, 17673 (2007).
 - [12] R. G. Dall, L. J. Byron, A. G. Truscott, G. R. Dennis, M. T. Johnsson, and J. J. Hope, *Phys. Rev. A* **79**, 011601(R) (2009).
 - [13] R. G. Dall, S. S. Hodgman, M. T. Johnsson, K. G. H. Baldwin, and A. G. Truscott, *Phys. Rev. A* **81**, 011602(R) (2010).
 - [14] M. W. Müller, W. Bussert, M. W. Ruf, H. Hotop, and W. Meyer, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2279 (1987).
 - [15] P. S. Julienne and F. H. Mies, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2257 (1989).
 - [16] G. V. Shlyapnikov, J. T. M. Walraven, U. M. Rahmanov, and M. W. Reynolds, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3247 (1994).
 - [17] N. Herschbach, P. J. J. Tol, W. Hogervorst, and W. Vassen, *Phys. Rev. A* **61**, 050702(R) (2000).
 - [18] I. Bloch, J. Dalibard, and W. Zwerger, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 885 (2008).
 - [19] P. O. Schmidt, S. Hensler, J. Werner, T. Binhammer, A. Görlitz, and T. Pfau, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 960 (2003).
 - [20] F. Schreck, L. Khaykovich, K. L. Corwin, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles, and C. Salomon, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 080403 (2001).
 - [21] A. Görlitz *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 130402 (2001).
 - [22] S. Moal, M. Portier, J. Kim, J. Dugué, U. D. Rapol, M. Leduc, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 023203 (2006).
 - [23] V. Venturi and I. B. Whittingham, *Phys. Rev. A* **61**, 060703(R) (2000).
 - [24] P. J. Leo, V. Venturi, I. B. Whittingham, and J. F. Babb, *Phys. Rev. A* **64**, 042710 (2001).
 - [25] M.-O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend, and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 582 (1997).
 - [26] G. E. Carroll and F. T. Hioe, *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 1355 (1985).
 - [27] O. Sirjean, S. Seidelin, J. V. Gomes, D. Boiron, C. I. Westbrook, A. Aspect, and G. V. Shlyapnikov, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 220406 (2002).
 - [28] O. J. Luiten, M. W. Reynolds, and J. T. M. Walraven, *Phys. Rev. A* **53**, 381 (1996).
 - [29] H. C. Mastwijk, J. W. Thomsen, P. van der Straten, and A. Niehaus, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5516 (1998).
 - [30] M. Kumakura and N. Morita, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2848 (1999).
 - [31] P. J. J. Tol, N. Herschbach, E. A. Hessels, W. Hogervorst, and W. Vassen, *Phys. Rev. A* **60**, R761 (1999).
 - [32] R. J. W. Stas, J. M. McNamara, W. Hogervorst, and W. Vassen, *Phys. Rev. A* **73**, 032713 (2006).
 - [33] W. Vassen (private communication).

Sub-Poissonian Number Differences in Four-Wave Mixing of Matter Waves

J.-C. Jaskula,¹ M. Bonneau,¹ G. B. Partridge,¹ V. Krachmalnicoff,^{1,*} P. Deuar,² K. V. Kheruntsyan,³ A. Aspect,¹
D. Boiron,¹ and C. I. Westbrook¹

¹Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, Campus Polytechnique RD128 91127 Palaiseau, France

²Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Aleja Lotników 32/46, 02-668 Warsaw, Poland

³ARC Centre of Excellence for Quantum-Atom Optics, School of Mathematics and Physics,
University of Queensland, Brisbane, Queensland 4072, Australia

(Received 30 July 2010; published 2 November 2010)

We demonstrate sub-Poissonian number differences in four-wave mixing of Bose-Einstein condensates of metastable helium. The collision between two Bose-Einstein condensates produces a scattering halo populated by pairs of atoms of opposing velocities, which we divide into several symmetric zones. We show that the atom number difference for opposing zones has sub-Poissonian noise fluctuations, whereas that of nonopposing zones is well described by shot noise. The atom pairs produced in a dual number state are well adapted to sub-shot-noise interferometry and studies of Einstein-Podolsky-Rosen-type non-locality tests.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.190402

PACS numbers: 03.75.Nt, 34.50.Cx, 42.50.Dv

The creation of squeezed states of the electromagnetic field has been a major preoccupation of quantum optics for several decades [1]. Such states are not only inherently fascinating, but they also have the potential to improve sensitivity in interferometers [1], going beyond the “shot noise” or standard quantum limit. In the field of atom optics, workers are beginning to use the intrinsic nonlinearities present in a matter wave field to produce nonclassical states, especially squeezed states [2–7]. Indeed, an atom interferometer using squeezed inputs was recently demonstrated [8]. In our case, we produce dual number states in four-wave mixing of Bose-Einstein condensates (BECs). These states form the basis of a very different proposal for atom interferometry beyond the standard quantum limit [9–11]. Squeezing of atom samples may prove even more important than squeezing of light because the number of available atoms is often limited; therefore, surpassing the standard quantum limit can be the only way to increase the signal-to-noise ratio and improve performance. In interferometry proposals relying on dual number states, the observable corresponding to the relative phase is completely undetermined. Paradoxically, after passing through a beam splitter, the phase difference is no longer undetermined, but is peaked with a dispersion below the shot noise [10,11]. It has been argued that such states can be more robust to loss processes than maximally entangled states [10]. The pairs we produce should also be entangled in a sense analogous to [12]. A potentially interesting feature of our situation is that the pairs have large spatial separations (several cm here) and are thus well suited to investigations of (nonlocal) EPR entanglement [13] and Bell's inequalities using atoms.

Correlated photon pairs can be generated using optical processes such as four-wave mixing [14] or parametric down-conversion [15]. The matter wave analogs of these

processes have recently been demonstrated [16,17]. The spontaneous four-wave mixing process [17], which we use here, simply corresponds to the collision of two Bose-Einstein condensates during which binary collisions produce scattered pairs of atoms with correlated momenta. Correlations, however, do not guarantee relative number squeezing (see Ref. [18] for an example) nor entanglement. The success of proposals such as those of Refs. [9–11] will likely be determined by the degree of squeezing. Thus, with a view towards using such correlated states in interferometry, it is important to verify that these processes do indeed produce squeezing. In this Letter, we demonstrate and quantify sub-Poissonian number differences produced in this process. Although the observation is not strictly sufficient to demonstrate squeezing in the sense of measuring fluctuations in two conjugate variables, we will often use the term squeezing below because the situation is a close atomic analog to experiments such as Ref. [19] in which relative intensity squeezing was observed in the generation of twin light beams created by parametric down-conversion.

We use metastable helium atoms which are detected by a micro-channel plate detector with a delay line anode [20]. The detector allows three-dimensional reconstruction of the momentum of each atom. Atoms in the 2^3S_1 , $m_x = 1$ state are evaporatively cooled in a vertically elongated optical trap to produce a BEC with about 10^5 atoms and no discernible thermal component [21]. The use of an optical trap has resulted in substantially better shot to shot reproducibility than its magnetic antecedent [17]. The atomic angular momentum, which is due entirely to the electron spin, is defined relative to a 4 G magnetic holding field in the x direction (orthogonal to the optical trap axis). After cooling, the atomic spin is rotated away from the axis of the holding field by $\pi/2$ using a 2 ms rf

sweep [21]. The laser trap is then switched off and $1 \mu\text{s}$ later the condensate is split by applying counterpropagating laser beams for $2.5 \mu\text{s}$. These beams are blue detuned from the 2^3P_0 state by 600 MHz, inclined at a 7° angle to the vertical axis and linearly polarized along the quantization axis. About one-third of the atoms are diffracted into each of two momentum classes traveling at $\pm 2v_{\text{rec}}$, where $v_{\text{rec}} = 9.2 \text{ cm/s}$ is the recoil velocity. Most of the rest remain at zero velocity. Binary collisions take place between atoms of all three velocity classes producing three collision halos with center of mass velocities $\pm v_{\text{rec}}$ and zero. Since the atomic spin is orthogonal to the local field, 50% of the atoms are in the $m_x = 0$ state with respect to the magnetic field axis [21], and these atoms fall to the detector, unperturbed by magnetic field gradients. The trajectories of atoms in the $m_x = \pm 1$ states are perturbed by residual field gradients, and we therefore apply an additional gradient that causes these atoms to miss the detector entirely. The analysis is only focused on the collision halo centered at $+v_{\text{rec}}$ [see Fig. 1(a)].

The collision halo centered at $v = 0$ has a radius $2v_{\text{rec}}$ and is too large to be entirely captured by the detector while the two halos centered at $\pm v_{\text{rec}}$, with radii v_{rec} , are entirely detected. In addition to binary scattering events, these two latter halos can be populated by spontaneous photon scattering whenever an atom at $v = 0$ scatters a photon from one of the diffraction laser beams. The diffraction efficiency depends on the product $I_1 I_2$ of the two laser intensities, while the spontaneous scattering into a given halo depends on only one of these intensities. So to reduce this effect we introduce an intensity imbalance in

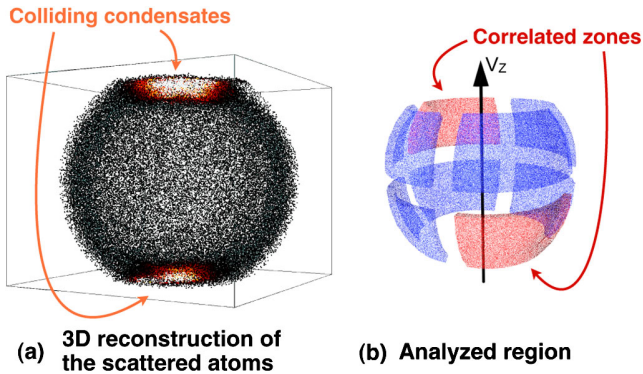


FIG. 1 (color online). View of the halo after the collision of two BECs and a subsequent ballistic expansion. (a) The experimental data plotted in momentum space, with each dot corresponding to a detected atom. Atoms on the collision halo are black, while the colliding, pancake-shaped BECs at the top and the bottom of the halo are orange/yellow. The collision axis v_z and the optical trap axis are both almost vertical. (b) Schematic view of the analyzed part ($|v_z| < 0.5v_{\text{rec}}$) of the collision halo. Here we use $N_z = 8$ zones that are separated from each other for better visualization. An example of two correlated zones is shown (red arrows). The number difference between these two zones shows sub-shot-noise fluctuations.

the two laser beams such that the halo centered at $+v_{\text{rec}}$ is populated by the weaker beam and contains fewer such optically scattered atoms.

If squeezing is present, we expect a sub-shot-noise variance in the number difference of any two diametrically opposed volumes in the scattering halo [22]. For any other pair of volumes, we expect a variance corresponding to shot noise. We define the halo as a spherical shell of radius v_{rec} and thickness $\pm 0.15v_{\text{rec}}$. The results are only weakly sensitive to this thickness, but as defined, it includes about 95% of the scattered atoms. We remove the areas on the halo containing the scattered BECs. The excised regions correspond to vertical velocities $|v_z| > 0.5v_{\text{rec}}$. We divide the remainder of the halo in half at the equator and then make p vertical cuts along the meridians, dividing the halo into $N_z = 4p$ equal zones, as shown in Fig. 1(b) for $p = 2$. We define a normalized number difference variance for zones i and j :

$$V_{i,j} = \frac{\langle (N_i - N_j)^2 \rangle - \langle N_i - N_j \rangle^2}{\langle N_i \rangle + \langle N_j \rangle}. \quad (1)$$

The brackets $\langle \dots \rangle$ denote the average over the 3600 shots, and N_i refers to the number of atoms detected in the i th zone on a single shot. On average, we detect 150 atoms per shot on the whole analyzed region. If the zones i and j are uncorrelated, the normalized variance should be unity. Figure 2 shows the measured variances of all possible pairs of zones when the halo is cut into 16 zones. The eight pairs of correlated zones indeed show sub-Poissonian number differences ($V < 1$), and the 112 pairs of uncorrelated zones do not.

Perfectly correlated pairs and perfect detection would result in a zero variance. This, however, is almost unattainable in practice because of various imperfections, the most

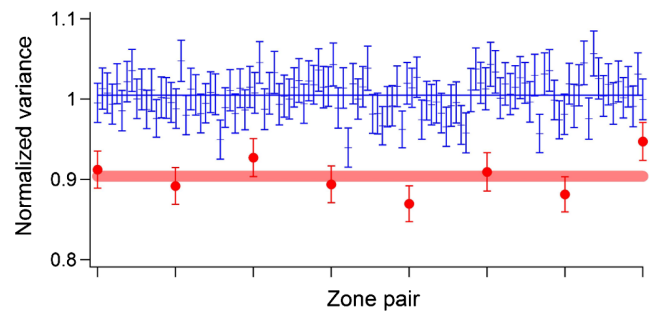


FIG. 2 (color online). Variance of all possible pairs of zones for the halo cut into 16 zones and summing $N_s = 3600$ shots. The normalized variance is $V_{i,j}$ and the error bars reflect its standard deviation $\delta V_{i,j}$ with $\delta V_{i,j}^2 = \frac{1}{N_s} \frac{\langle (N_i - N_j)^4 \rangle - \langle (N_i - N_j)^2 \rangle^2}{\langle N_i + N_j \rangle}$. Circles correspond to the eight correlated zones and crosses to the 112 uncorrelated ones. The two horizontal lines correspond to the mean of each data set with a thickness given by twice the standard deviation of the mean, considering each pair of zones as independent.

significant of which is the nonunit quantum efficiency η of our detector. The effect of the efficiency alone leads to a variance $V = 1 - \eta$ of the correlated zones, and therefore we can immediately deduce a lower limit of 10% on the quantum efficiency, in agreement with estimates we have made in the past [23].

A second, less severe but intrinsic imperfection comes about because the momenta of the correlated atoms are not exactly equal and opposite, but have a width determined by the momentum spread within the initial condensates, as confirmed by the finite width of the two-body correlation function in momentum space [17]. Thus it is possible for the two atoms of a correlated pair to end up in zones that are not diametrically opposed. We can study this effect by observing how the variance changes as we change the number of zones N_Z (Fig. 3). The smaller the zones, the more likely that an atom will miss the zone diametrically opposed to that of its partner.

Since we have measured the correlation function for back-to-back momenta, we can model the trend seen in Fig. 3. The back-to-back correlation function was measured to have rms widths of $0.17v_{\text{rec}}$ in the radial (x and y) directions, and $0.02v_{\text{rec}}$ in the axial (z) direction. Neglecting the much smaller axial correlation width, we estimate the probability $P(N_Z)$ that, given an atom hitting one zone, its partner will hit the diametrically opposite one. This probability decreases as N_Z increases, and, taking both quantum efficiency and the geometrical hit probability into account, we expect $V = 1 - \eta P$. The function $V(N_Z)$ is plotted as the solid line in Fig. 3. The approximate agreement of this simple model with the data leads us to conclude that the above two loss mechanisms account very well for the observed variance. We also get a slightly better lower limit on the quantum efficiency, $\eta > 12\%$.

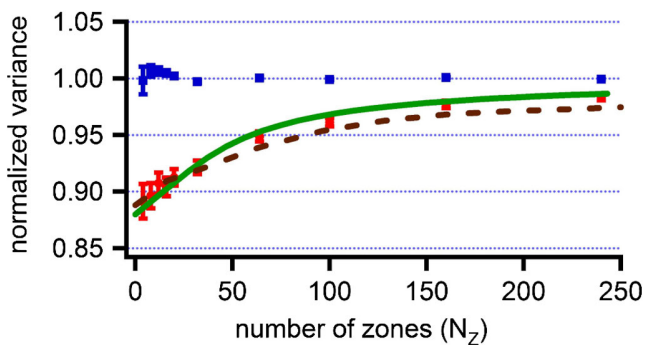


FIG. 3 (color online). Observed variance, as a function of the number of zones into which we cut the halo. Red circles: average over all correlated zones; blue squares: average over all uncorrelated zones. Error bars show the standard deviation of the mean of the variances for a given N_Z . The solid curve is the prediction of the simple model discussed in the text. The dashed curve results from the stochastic Bogoliubov simulation. Both models assume a 12% quantum efficiency.

The situation was also analyzed using a stochastic Bogoliubov simulation as in Ref. [24]. The result for the variance is shown as the dashed curve in Fig. 3. The curve is plotted assuming a detector quantum efficiency of 12% as in the simpler model. The simulation shows the observed trend, but agrees less well with the data than the simple model. The discrepancy arises because the simulation predicts a narrower back-to-back correlation function than was observed in the data, thus resulting in a slower approach to unity for the variance. A finite temperature effect may be at the origin of the difference since the simulation assumes zero temperature. The simulation also neglected mean field repulsion of different spin components, so that such effects could also be responsible. The calculation nevertheless confirms the idea that the lack of perfect correlation in momentum determines most of the variation seen in Fig. 3.

Other known imperfections include the possible contamination of the sphere by atom pairs with one atom in the $m = 0$ state and another in the $m = 1$ state. These pairs contribute a single detected atom without a partner to the halo. We have no independent experimental estimate of the number of such collisions, but they could account for as much as one-half of the observed atoms on the halo. Their presence would mimic a loss in detector quantum efficiency and thus raise our lower limit on η . Spontaneous emission processes act in the same way, but independent measurements indicate that such processes contribute only about 1.5% of the detected atoms on the analyzed halo. As discussed above, the halo centered at $-v_{\text{rec}}$ was more affected by spontaneous emission, though squeezing is still also observed, albeit to a lesser degree. While one might hope to improve the quantum efficiency of the detector, or suppress unwanted scattering events, the stochastic Bogoliubov simulation with $\eta = 1$ predicts a limiting variance $V \approx 0.1$ for a small number of zones. Thus, correcting for the quantum efficiency, the intrinsic squeezing appears to be, at most, -10 dB.

Relative number squeezing is also related to the violation of a classical Cauchy-Schwarz inequality [25,26],

$$\langle N_i N_j \rangle \leq \sqrt{\langle N_i^2 \rangle \langle N_j^2 \rangle}, \quad (2)$$

relating the count rates in two correlated zones i and j . For equal count rates in the two zones, relative number squeezing is strictly equivalent to the violation of the inequality (2). In our experiment the average count rates are not exactly equal, in which case squeezing and Cauchy-Schwarz violation are not equivalent [27]. Nevertheless, we do observe a violation of the inequality (2). More sophisticated inequalities can also be invoked and will be studied in future work.

For purposes of interferometry, one would like to increase count rates and the number of atoms per mode. This could be achieved in a four-wave mixing experiment inside an optical lattice to modify the dispersion relations of the

atoms so as to populate a single pair of modes [28–30]. Such well-defined twin atom beams would permit the realization of experiments such as the celebrated experiment of Hong, Ou, and Mandel [31], or the realization of an interferometer in the spirit of [9–11]. Even more ambitious would be the demonstration of entanglement of the pairs by making Bell-type measurements of the well-separated neutral atoms, in analogy with the measurement made in Ref. [12] using photons.

This work was supported by the French ANR, the IFRAF Institute, and the Euroquam Project CIGMA. G.P. is supported by a European Union Marie Curie IIF Fellowship. P.D. acknowledges the EU Contract No. PERG06-GA-2009-256291. K.K. acknowledges support from the Australian Research Council.

*Present address: Institut Langevin, ESPCI Paris Tech, CNRS, Paris France.

- [1] H. A. Bachor and T. C. Ralph, *A Guide to Experiments in Quantum Optics* (Wiley-VCH, Berlin, 2004), 2nd ed.
- [2] C.-S. Chuu, F. Schreck, T. P. Meyrath, J. L. Hanssen, G. N. Price, and M. G. Raizen, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 260403 (2005).
- [3] S. Whitlock, C. F. Ockeloen, and R. J. C. Spreeuw, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 120402 (2010).
- [4] A. Itah, H. Veksler, O. Lahav, A. Blumkin, C. Moreno, C. Gordon, and J. Steinhauer, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 113001 (2010).
- [5] J. Estève, C. Gross, A. Weller, S. Giovanazzi, and M. K. Oberthaler, *Nature (London)* **455**, 1216 (2008).
- [6] M. F. Riedel, P. Böhi, Y. Li, T. W. Hänsch, A. Sinatra, and P. Treutlein, *Nature (London)* **464**, 1170 (2010).
- [7] K. Maussang, G. E. Marti, T. Schneider, P. Treutlein, Y. Li, A. Sinatra, R. Long, J. Estève, and J. Reichel, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 080403 (2010).
- [8] C. Gross, T. Zibold, E. Nicklas, J. Estève, and M. K. Oberthaler, *Nature (London)* **464**, 1165 (2010).
- [9] P. Bouyer and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. A* **56** R1083 (1997).
- [10] J. A. Dunningham, K. Burnett, and S. M. Barnett, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 150401 (2002).
- [11] R. A. Campos, C. C. Gerry, and A. Benmoussa, *Phys. Rev. A* **68**, 023810 (2003).
- [12] J. G. Rarity and P. R. Tapster, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2495 (1990).
- [13] M. D. Reid, P. D. Drummond, W. P. Bowen, E. G. Cavalcanti, P. K. Lam, H. A. Bachor, U. L. Andersen, and G. Leuchs, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1727 (2009).
- [14] V. Boyer, A. M. Marino, R. C. Pooser, and P. D. Lett, *Science* **321**, 544 (2008).
- [15] D. C. Burnham and D. L. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 84 (1970).
- [16] M. Greiner, C. A. Regal, J. T. Stewart, and D. S. Jin, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 110401 (2005).
- [17] A. Perrin, H. Chang, V. Krachmalnicoff, M. Schellekens, D. Boiron, A. Aspect, and C. I. Westbrook, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 150405 (2007).
- [18] L. F. Buchmann, G. M. Nikolopoulos, O. Zobay, and P. Lambropoulos, *Phys. Rev. A* **81**, 031606 (2010).
- [19] A. Heidmann, R. J. Horowicz, S. Reynaud, E. Giacobino, C. Fabre, and G. Camy, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2555 (1987).
- [20] M. Schellekens, R. Hoppeler, A. Perrin, J. Viana Gomes, D. Boiron, A. Aspect, and C. I. Westbrook, *Science* **310**, 648 (2005).
- [21] G. B. Partridge, J.-C. Jaskula, M. Bonneau, D. Boiron, and C. I. Westbrook, *Phys. Rev. A* **81**, 053631 (2010).
- [22] C. M. Savage and K. V. Kheruntsyan, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 220404 (2007).
- [23] T. Jelten, J. M. McNamara, W. Hogervorst, W. Vassen, V. Krachmalnicoff, M. Schellekens, A. Perrin, H. Chang, D. Boiron, A. Aspect, and C. I. Westbrook, *Nature (London)* **445**, 402 (2007).
- [24] V. Krachmalnicoff, J.-C. Jaskula, M. Bonneau, V. Leung, G. B. Partridge, D. Boiron, C. I. Westbrook, P. Deuar, P. Ziñ, M. Trippenbach, and K. V. Kheruntsyan, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 150402 (2010).
- [25] D. F. Walls and G. J. Milburn, *Quantum Optics* (Springer, Berlin, 2008), 2nd ed.
- [26] A. Perrin, C. M. Savage, D. Boiron, V. Krachmalnicoff, C. I. Westbrook, and K. V. Kheruntsyan, *New J. Phys.* **10**, 045021 (2008).
- [27] A. M. Marino, V. Boyer, and P. D. Lett, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 233601 (2008).
- [28] K. M. Hilligsøe and K. Mølmer, *Phys. Rev. A* **71**, 041602 (2005).
- [29] G. K. Campbell, J. Mun, M. Boyd, E. W. Streed, W. Ketterle, and D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 020406 (2006).
- [30] N. Gemelke, E. Sarajlic, Y. Bidel, S. Hong, and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 170404 (2005).
- [31] C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2044 (1987).

Bibliographie

- [Altman 2004] E. Altman, E. Demler et M. D. Lukin, *Probing many-body states of ultracold atoms via noise correlations*. Phys. Rev. A **70**, 013603 (2004). (page 28)
- [Anderson 1958] P. W. Anderson, *Absence of Diffusion in Certain Random Lattices*. Phys. Rev. **109**, 1492 (1958). (page 102)
- [Andrews 1997] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn et W. Ketterle, *Observation of Interference Between Two Bose Condensates*. Science **275**, 637 (1997). (pages 18 et 51)
- [Ashkin 1986] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm et S. Chu, *Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles*. Opt. Lett. **11**, 288 (1986). (page 97)
- [Ashkin 1987] A. Ashkin et J. Dziedzic, *Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria*. Science **235**, 1517 (1987). (page 97)
- [Aspect 1982] A. Aspect, J. Dalibard et G. Roger, *Experimental Test of Bell's Inequalities Using Time-Varying Analyzers*. Phys. Rev. Lett. **49**, 1804 (1982). (page 16)
- [Bakr 2009] W. S. Bakr, J. I. Gillen, A. Peng, S. Folling et M. Greiner, *A quantum gas microscope for detecting single atoms in a Hubbard-regime optical lattice*. Nature **462**, 74 (2009). (page 3)
- [Balcou 1997] P. Balcou, P. Salières, A. L'Huillier et M. Lewenstein, *Generalized phase-matching conditions for high harmonics: The role of field-gradient forces*. Phys. Rev. A **55**, 3204 (1997). (pages 58 et 59)
- [Bedaque 2003] P. F. Bedaque, H. Caldas et G. Rupak, *Phase Separation in Asymmetrical Fermion Superfluids*. Phys. Rev. Lett. **91**, 247002 (2003). (page 73)
- [Bell 1964] J. S. Bell, *On the Einstein-Podolsky-Rosen paradox*. Physics **1**, 195 (1964). (page 16)
- [Bergeson 1998] S. D. Bergeson, A. Balakrishnan, K. G. H. Baldwin, T. B. Lucatorto, J. P. Marangos, T. J. McIlrath, T. R. O'Brian, S. L. Rolston, C. J. Sansonetti, J. Wen, N. Westbrook, C. H. Cheng et E. E. Eyler, *Measurement of the He Ground State Lamb Shift via the Two-Photon $1^1S - 2^1S$ Transition*. Phys. Rev. Lett. **80**, 3475 (1998). (page 143)
- [Billy 2008] J. Billy, V. Josse, Z. Zuo, A. Bernard, B. Hambrecht, P. Lugan, D. Clément, L. Sanchez-Palencia, P. Bouyer et A. Aspect, *Direct observation of Anderson localization of matter waves in a controlled disorder*. Nature **453**, 891 (2008). (page 97)
- [Billy 2010] J. Billy, *Propagation quantique d'ondes de matière guidées: Laser à atomes et localisation d'Anderson*. Thèse de Doctorat, Université Paris XI (2010). (page 100)
- [Blanchet 2008] J.-L. Blanchet, F. Devaux, L. Furfaro et E. Lantz, *Measurement of Sub-Shot-Noise Correlations of Spatial Fluctuations in the Photon-Counting Regime*. Phys. Rev. Lett. **101**, 233604 (2008). (page 15)

- [Bloch 2005] I. Bloch, *Ultracold quantum gases in optical lattices*. Nature Phys. **1**, 23 (2005). (page 101)
- [Bloch 2008] I. Bloch, J. Dalibard et W. Zwerger, *Many-body physics with ultracold gases*. Rev. Mod. Phys. **80**, 885 (2008). (page 97)
- [Bohr 1935] N. Bohr, *Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?* Phys. Rev. **48**, 696 (1935). (page 16)
- [Bollinger 1996] J. J. . Bollinger, W. M. Itano, D. J. Wineland et D. J. Heinzen, *Optimal frequency measurements with maximally correlated states*. Phys. Rev. A **54**, R4649 (1996). (page 64)
- [Born 1999] M. Born et E. Wolf, *Principles of Optics*. Septième édition, Cambridge University Press (1999). (page 58)
- [Bouwmeester 1997] D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter et A. Zeilinger, *Experimental quantum teleportation*. Nature **390**, 575 (1997). (page 18)
- [Bouyer 1997] P. Bouyer et M. A. Kasevich, *Heisenberg-limited spectroscopy with degenerate Bose-Einstein gases*. Phys. Rev. A **56**, R1083 (1997). (page 64)
- [Brantut 2008] J. P. Brantut, J. F. Clément, M. R. de Saint Vincent, G. Varoquaux, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel et P. Bouyer, *Light-shift tomography in an optical-dipole trap for neutral atoms*. Phys. Rev. A **78**, 031401 (2008). (page 99)
- [Braunstein 2005] S. L. Braunstein et P. van Loock, *Quantum information with continuous variables*. Rev. Mod. Phys. **77**, 513 (2005). (page 18)
- [Browaeys 2000] A. Browaeys, J. Poupard, A. Robert, S. Nowak, W. Rooijackers, E. Arimondo, L. Marcassa, D. Boiron, C.I. Westbrook et A. Aspect, *Two body loss rate in a magneto-optical trap of metastable He*. Eur. Phys. J. D **8**, 199 (2000). (pages 121 et 132)
- [Buchmann 2010] L. F. Buchmann, G. M. Nikolopoulos, O. Zobay et P. Lambropoulos, *Correlated directional atomic clouds via four-heterowave mixing*. Phys. Rev. A **81**, 031606 (2010). (page 62)
- [Bücker 2009] R. Bücker, A. Perrin, S. Manz, T. Betz, C. Koller, T. Plisson, J. Rottmann, T. Schumm et J. Schmiedmayer, *Single-particle-sensitive imaging of freely propagating ultracold atoms*. New Journal of Physics **11**, 103039 (2009). (pages 29 et 137)
- [Bücker 2010] R. Bücker, J. Grond, S. Manz, T. Berrada, T. Betz, C. Koller, U. Hohenester, T. Schumm, A. Perrin et J. Schmiedmayer, *Twin-atom beams*. arXiv:1012.2348 (2010). (page 29)
- [Burnham 1970] D. C. Burnham et D. L. Weinberg, *Observation of Simultaneity in Parametric Production of Optical Photon Pairs*. Phys. Rev. Lett. **25**, 84 (1970). (pages 12, 13, 22 et 58)
- [Campbell 2006] G. K. Campbell, J. Mun, M. Boyd, E. W. Streed, W. Ketterle et D. E. Pritchard, *Parametric Amplification of Scattered Atom Pairs*. Phys. Rev. Lett. **96**, 020406 (2006). (pages 28 et 91)
- [Carroll 1985] G. E. Carroll et F. T. Hioe, *Further generalization of Landau-Zener calculation*. J. Opt. Soc. Am. B **2**, 1355 (1985). (pages 124 et 125)
- [Castin 1996] Y. Castin et R. Dum, *Bose-Einstein Condensates in Time Dependent Traps*. Phys. Rev. Lett. **77**, 5315 (1996). (page 33)

- [Castin 2001] Y. Castin, *Coherent atomic matter waves*. Paru dans Lecture notes of Les Houches summer school, édité par R. Kaiser, C. Westbrook et F. David, . Springer-Verlag (2001). (page 31)
- [Caves 1981] C. M. Caves, *Quantum-mechanical noise in an interferometer*. Phys. Rev. D **23**, 1693 (1981). (pages 14 et 64)
- [Cennini 2003] G. Cennini, G. Ritt, C. Geckeler et M. Weitz, *All-Optical Realization of an Atom Laser*. Phys. Rev. Lett. **91**, 240408 (2003). (page 100)
- [Chin 2010] C. Chin, R. Grimm, P. Julienne et E. Tiesinga, *Feshbach resonances in ultracold gases*. Rev. Mod. Phys. **82**, 1225 (2010). (page 27)
- [Clauser 1974] J. F. Clauser, *Experimental distinction between the quantum and classical field-theoretic predictions for the photoelectric effect*. Phys. Rev. D **9**, 853 (1974). (page 16)
- [Cohen-Tannoudji 1992] C. Cohen-Tannoudji, *Atomic Motion in Laser Light*. Paru dans Fundamental Systems in Quantum Optics, édité par J. Dalibard, J. M. Raimond et J. Zinn Justin, Les Houches, Session LIII, 1990. Elsevier Science Publisher B. V. (1992). (page 99)
- [Cohen-Tannoudji 2000] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc et G. Grynberg, *Processus d'interaction entre photons et atomes*. CNRS Edition (2000). (page 35)
- [Dalfovo 1999] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii et S. Stringari, *Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases*. Rev. Mod. Phys. **71**, 463 (1999). (pages 50, 93 et 121)
- [Dall 2007] R. Dall et A. Truscott, *Bose-Einstein condensation of metastable helium in a bi-planar quadrupole Ioffe configuration trap*. Optics Communications **270**, 255 (2007). (page 122)
- [Dall 2010] R. G. Dall, S. S. Hodgman, M. T. Johnsson, K. G. H. Baldwin et A. G. Truscott, *Transverse mode imaging of guided matter waves*. Phys. Rev. A **81**, 011602 (2010). (page 113)
- [Deconihout 2002] B. Deconihout, F. Vurpillot, M. Bouet et L. Renaud, *Improved ion detection efficiency of microchannel plate detectors*. Review of Scientific Instruments **73**, 1734 (2002). (pages 120 et 153)
- [DeMarco 1999] B. DeMarco et D. S. Jin, *Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas*. Science **285**, 1703 (1999). (page 21)
- [Deng 1999] L. Deng, E. W. Hagley, J. Wen, M. Trippenbach, Y. Band, P. S. Julienne, J. E. Simsarian, K. Helmerson, S. L. Rolston et W. D. Phillips, *Four-wave mixing with matter waves*. Nature **398**, 218 (1999). (pages 26 et 42)
- [Deuar 2007] P. Deuar et P. D. Drummond, *Correlations in a BEC Collision: First-Principles Quantum Dynamics with 150 000 Atoms*. Phys. Rev. Lett. **98**, 120402 (2007). (page 56)
- [Dirac 1958] P. A. M. Dirac, *Quantum Mechanics*. 4e édition, Oxford University Press London (1958). (page 1)
- [Duan 2000] L.-M. Duan, A. Sørensen, J. I. Cirac et P. Zoller, *Squeezing and Entanglement of Atomic Beams*. Phys. Rev. Lett. **85**, 3991 (2000). (page 23)
- [Dunningham 2002] J. A. Dunningham, K. Burnett et S. M. Barnett, *Interferometry below the Standard Quantum Limit with Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett. **89**, 150401 (2002). (page 64)

- [Einstein 1935] A. Einstein, B. Podolsky et N. Rosen, *Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?* Phys. Rev. **47**, 777 (1935). (pages 2 et 16)
- [Estève 2008] J. Estève, C. Gross, A. Weller, S. Giovanazzi et M. K. Oberthaler, *Squeezing and entanglement in a Bose-Einstein condensate*. Nature **455**, 1216 (2008). (pages 23 et 24)
- [Fano 1961] U. Fano, *Quantum Theory of Interference Effects in the Mixing of Light from Phase-Independent Sources*. Am. J. Phys. **29**, 539 (1961). (page 9)
- [Fedichev 1996] P. O. Fedichev, M. W. Reynolds, U. M. Rahmanov et G. V. Shlyapnikov, *Inelastic decay processes in a gas of spin-polarized triplet helium*. Phys. Rev. A **53**, 1447 (1996). (pages 122 et 130)
- [Feng 2001] S. Feng et H. G. Winful, *Physical origin of the Gouy phase shift*. Opt. Lett. **26**, 485 (2001). (page 58)
- [Ferris 2009] A. J. Ferris, M. K. Olsen et M. J. Davis, *Atomic entanglement generation and detection via degenerate four-wave mixing of a Bose-Einstein condensate in an optical lattice*. Phys. Rev. A **79**, 043634 (2009). (page 92)
- [Feynman 2005] R. P. Feynman, R. B. Leighton et M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics: The Definitive and Extended Edition*. Volume 3, Addison Wesley (2005). (page 7)
- [Folling 2005] S. Folling, F. Gerbier, A. Widera, O. Mandel, T. Gericke et I. Bloch, *Spatial quantum noise interferometry in expanding ultracold atom clouds*. Nature **434**, 481 (2005). (page 20)
- [Franken 1961] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters et G. Weinreich, *Generation of Optical Harmonics*. Phys. Rev. Lett. **7**, 118 (1961). (page 12)
- [Friberg 1985] S. Friberg, C. K. Hong et L. Mandel, *Measurement of Time Delays in the Parametric Production of Photon Pairs*. Phys. Rev. Lett. **54**, 2011 (1985). (page 13)
- [Gadéa 2002] F. X. Gadéa, T. Leininger et A. S. Dickinson, *Calculated scattering length for spin-polarized metastable helium*. J. Chem. Phys. **117**, 7122 (2002). (page 128)
- [Geim 2007] A. K. Geim et K. S. Novoselov, *The rise of graphene*. Nature Mater. **6**, 183 (2007). (page 2)
- [Gerbier 2010] F. Gerbier et Y. Castin, *Heating rates for an atom in a far-detuned optical lattice*. Phys. Rev. A **82**, 013615 (2010). (page 93)
- [Gericke 2008] T. Gericke, P. Wurtz, D. Reitz, T. Langen et H. Ott, *High-resolution scanning electron microscopy of an ultracold quantum gas*. Nature Phys. **4**, 949 (2008). (page 137)
- [Gerlach 1922] W. Gerlach et O. Stern, *Das magnetische Moment des Silberatoms*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei **9**, 353 (1922). (page 128)
- [Gerton 2000] J. M. Gerton, D. Strekalov, I. Prodan et R. G. Hulet, *Direct observation of growth and collapse of a Bose-Einstein condensate with attractive interactions*. Nature **408**, 692 (2000). (page 121)
- [Glauber 1963] R. J. Glauber, *The Quantum Theory of Optical Coherence*. Phys. Rev. **130**, 2529 (1963). (pages 2 et 9)
- [Goodman 2006] J. W. Goodman, *Speckle Phenomena in Optics*. 1ère édition, Roberts and Company Publishers (2006). (page 102)

- [Grangier 1987] P. Grangier, R. E. Slusher, B. Yurke et A. LaPorta, *Squeezed-light-enhanced polarization interferometer*. Phys. Rev. Lett. **59**, 2153 (1987). (pages 14 et 63)
- [Greiner 2002] M. Greiner, Olaf, T. Esslinger, T. W. Hansch et I. Bloch, *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*. Nature **415**, 39 (2002). (page 3)
- [Greiner 2005] M. Greiner, C. A. Regal, J. T. Stewart et D. S. Jin, *Probing Pair-Correlated Fermionic Atoms through Correlations in Atom Shot Noise*. Phys. Rev. Lett. **94**, 110401 (2005). (page 27)
- [Grimm 2000] R. Grimm, M. Weidemüller et Y. B. Ovchinnikov, *Optical Dipole Traps for Neutral Atoms*. Paru dans Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics, édité par B. Bederson et H. Walther, Volume 42, page 95 . Academic Press (2000). (pages 98 et 99)
- [Grimmett 2010] G. Grimmett, *Percolation*. Springer Berlin, Heidelberg (2010). (page 102)
- [Gross 2010] C. Gross, T. Zibold, E. Nicklas, J. Estève et M. K. Oberthaler, *Nonlinear atom interferometer surpasses classical precision limit*. Nature **464**, 1165 (2010). (pages 23 et 64)
- [Guerin 2006] W. Guerin, J.-F. Riou, J. P. Gaebler, V. Josse, P. Bouyer et A. Aspect, *Guided Quasicontinuous Atom Laser*. Phys. Rev. Lett. **97**, 200402 (2006). (page 100)
- [Guyon 2001] E. Guyon, J.-P. Hulin et L. Petit, *Hydrodynamique physique*. CNRS Edition (2001). (page 8)
- [Hagley 1999] E. W. Hagley, L. Deng, M. Kozuma, J. Wen, K. Helmerson, S. L. Rolston et W. D. Phillips, *A Well-Collimated Quasi-Continuous Atom Laser*. Science **283**, 1706 (1999). (pages 35 et 100)
- [Hanbury Brown 1954] R. Hanbury Brown et R. Q. Twiss, *A new type of interferometer for use in radio-astronomy*. Phil Mag. **45**, 663 (1954). (page 2)
- [Hanbury Brown 1956a] R. Hanbury Brown et R. Q. Twiss, *Correlation between Photons in two Coherent Beams of Light*. Nature **177**, 27 (1956). (page 77)
- [Hanbury Brown 1956b] R. Hanbury Brown et R. Q. Twiss, *A Test of a New Type of Stellar Interferometer on Sirius*. Nature **178**, 1046 (1956). (page 8)
- [Hecker Denschlag 2002] J. Hecker Denschlag, J. E. Simsarian, H. Häffner, C. McKenzie, A. Browaeys, D. Cho, K. Helmerson, S. L. Rolston et W. D. Phillips, *A Bose-Einstein condensate in an optical lattice*. J. Opt. Soc. Am. B **35**, 3095 (2002). (page 101)
- [Heidmann 1987] A. Heidmann, R. J. Horowicz, S. Reynaud, E. Giacobino, C. Fabre et G. Camy, *Observation of Quantum Noise Reduction on Twin Laser Beams*. Phys. Rev. Lett. **59**, 2555 (1987). (pages 15, 24, 62 et 138)
- [Herschbach 2000] N. Herschbach, P. J. J. Tol, W. Hogervorst et W. Vassen, *Suppression of Penning ionization by spin polarization of cold He(2^3S) atoms*. Phys. Rev. A **61**, 050702 (2000). (page 134)
- [Hilligsøe 2005] K. M. Hilligsøe et K. Mølmer, *Phase-matched four wave mixing and quantum beam splitting of matter waves in a periodic potential*. Phys. Rev. A **71**, 041602 (2005). (pages 28, 91 et 92)
- [Hodgman 2009] S. S. Hodgman, R. G. Dall, L. J. Byron, K. G. H. Baldwin, S. J. Buckman et A. G. Truscott, *Metastable Helium: A New Determination of the Longest Atomic Excited-State Lifetime*. Phys. Rev. Lett. **103**, 053002 (2009). (page 142)

- [Hong 1987] C. K. Hong, Z. Y. Ou et L. Mandel, *Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference*. Phys. Rev. Lett. **59**, 2044 (1987). (page 17)
- [Horne 1989] M. A. Horne, A. Shimony et A. Zeilinger, *Two-particle interferometry*. Phys. Rev. Lett. **62**, 2209 (1989). (page 16)
- [Inouye 1999] S. Inouye, A. P. Chikkatur, D. M. Stamper-Kurn, J. Stenger, D. E. Pritchard et W. Ketterle, *Superradiant Rayleigh Scattering from a Bose-Einstein Condensate*. Science **285**, 571 (1999). (pages 63 et 90)
- [Itah 2010] A. Itah, H. Veksler, O. Lahav, A. Blumkin, C. Moreno, C. Gordon et J. Steinhauer, *Direct Observation of a Sub-Poissonian Number Distribution of Atoms in an Optical Lattice*. Phys. Rev. Lett. **104**, 113001 (2010). (page 23)
- [Jacques 2007] V. Jacques, E. Wu, F. Grosshans, F. Treussart, P. Grangier, A. Aspect et J.-F. Roch, *Experimental Realization of Wheeler's Delayed-Choice Gedanken Experiment*. Science **315**, 966 (2007). (page 8)
- [Jaksch 1998] D. Jaksch, C. Bruder, J. I. Cirac, C. W. Gardiner et P. Zoller, *Cold Bosonic Atoms in Optical Lattices*. Phys. Rev. Lett. **81**, 3108 (1998). (page 101)
- [Jaskula 2010] J.-C. Jaskula, M. Bonneau, G. B. Partridge, V. Krachmalnicoff, P. Deuar, K. V. Kheruntsyan, A. Aspect, D. Boiron et C. I. Westbrook, *Sub-Poissonian Number Differences in Four-Wave Mixing of Matter Waves*. Phys. Rev. Lett. **105**, 190402 (2010). (page 159)
- [Jáuregui 2001] R. Jáuregui, *Nonperturbative and perturbative treatments of parametric heating in atom traps*. Phys. Rev. A **64**, 053408 (2001). (page 113)
- [Jeltes 2007] T. Jeltes, J. M. McNamara, W. Hogervorst, W. Vassen, V. Krachmalnicoff, M. Schellekens, A. Perrin, H. Chang, D. Boiron, A. Aspect et C. I. Westbrook, *Comparison of the Hanbury Brown-Twiss effect for bosons and fermions*. Nature **445**, 402 (2007). (pages 20, 21, 81 et 104)
- [Jo 2009] G.-B. Jo, Y.-R. Lee, J.-H. Choi, C. A. Christensen, T. H. Kim, J. H. Thywissen, D. E. Pritchard et W. Ketterle, *Itinerant Ferromagnetism in a Fermi Gas of Ultracold Atoms*. Science **325**, 1521 (2009). (pages 130 et 135)
- [Joffre 2009] M. Joffre, *Optique non-linéaire en régimes continu et femtoseconde*. Cours du Master Physique et Applications, seconde année (2009). (pages 11 et 12)
- [Juliá-Díaz 2009] B. Juliá-Díaz, M. Guilleumas, M. Lewenstein, A. Polls et A. Sanpera, *Josephson oscillations in binary mixtures of $F = 1$ spinor Bose-Einstein condensates*. Phys. Rev. A **80**, 023616 (2009). (page 119)
- [Julienne 1989] P. S. Julienne et F. H. Mies, *Collisions of ultracold trapped atoms*. J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2257 (1989). (pages 120, 131 et 135)
- [Kagan 1997] Y. Kagan, E. L. Surkov et G. V. Shlyapnikov, *Evolution of a Bose gas in anisotropic time-dependent traps*. Phys. Rev. A **55**, 18 (1997). (page 33)
- [Kitagawa 1993] M. Kitagawa et M. Ueda, *Squeezed spin states*. Phys. Rev. A **47**, 5138 (1993). (page 23)
- [Krachmalnicoff 2009] V. Krachmalnicoff, *Deux expériences de corrélations quantiques sur des gaz de Hélium métastable : dégroupement de fermions et étude de paires de bosons corrélés par collision de condensats*. Thèse de Doctorat, Université Paris XI (2009). (pages 30, 40, 66, 82 et 155)

- [Krachmalnicoff 2010] V. Krachmalnicoff, J.-C. Jaskula, M. Bonneau, V. Leung, G. B. Partridge, D. Boiron, C. I. Westbrook, P. Deuar, P. Ziń, M. Trippenbach et K. V. Khuruntsyan, *Spontaneous Four-Wave Mixing of de Broglie Waves: Beyond Optics*. Phys. Rev. Lett. **104**, 150402 (2010). (page 159)
- [Kwiat 1995] P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A. V. Sergienko et Y. Shih, *New High-Intensity Source of Polarization-Entangled Photon Pairs*. Phys. Rev. Lett. **75**, 4337 (1995). (page 58)
- [Landau 1932] L. D. Landau, *On the theory of transfer of energy at collisions II*. Phys. Z. Sowjetunion **2**, 46 (1932). (page 123)
- [Landau 1976] L. D. Landau et E. M. Lifshitz, *Mechanics*. Volume 1 de *Course of Theoretical Physics*, 3ème édition, Butterworth-Heinemann (1976). (page 113)
- [Leo 2001] P. J. Leo, V. Venturi, I. B. Whittingham et J. F. Babb, *Ultracold collisions of metastable helium atoms*. Phys. Rev. A **64**, 042710 (2001). (pages 122, 129, 131 et 134)
- [Liao 2010] Y.-a. Liao, A. S. C. Rittner, T. Paprotta, W. Li, G. B. Partridge, R. G. Hulet, S. K. Baur et E. J. Mueller, *Spin-imbalance in a one-dimensional Fermi gas*. Nature **467**, 567 (2010). (page 101)
- [Maiman 1960] T. H. Maiman, *Stimulated Optical Radiation in Ruby*. Nature **187**, 493 (1960). (page 11)
- [Manley 1956] J. M. Manley et H. E. Rowe, *Some general properties of nonlinear elements*. Paru dans Proceedings of the Institute of Radio Engineers. Volume 44, 904 (1956). (page 12)
- [Mastwijk 1998a] H. C. Mastwijk, M. van Rijnbach, J.W. Thomsen, P. van der Straten et A. Niehaus, *Photo induced collisions with laser cooled He* atoms*. Eur. Phys. J. D **4**, 131 (1998). (page 121)
- [Mastwijk 1998b] H. C. Mastwijk, J. W. Thomsen, P. van der Straten et A. Niehaus, *Optical Collisions of Cold, Metastable Helium Atoms*. Phys. Rev. Lett. **80**, 5516 (1998). (page 121)
- [McCormick 2007] C. F. McCormick, V. Boyer, E. Arimondo et P. D. Lett, *Strong relative intensity squeezing by four-wave mixing in rubidium vapor*. Opt. Lett. **32**, 178 (2007). (page 21)
- [McNamara 2006] J. M. McNamara, T. Jeltsov, A. S. Tychkov, W. Hogervorst et W. Vassen, *Degenerate Bose-Fermi Mixture of Metastable Atoms*. Phys. Rev. Lett. **97**, 080404 (2006). (page 21)
- [Messiah 1995] A. Messiah, *Mécanique quantique*. Volume 1, Dunod (1995). (pages 31 et 124)
- [Mewes 1997] M.-O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend et W. Ketterle, *Output Coupler for Bose-Einstein Condensed Atoms*. Phys. Rev. Lett. **78**, 582 (1997). (page 123)
- [Micheli 2004] A. Micheli, A. J. Daley, D. Jaksch et P. Zoller, *Single Atom Transistor in a 1D Optical Lattice*. Phys. Rev. Lett. **93**, 140408 (2004). (page 135)
- [Moal 2006] S. Moal, M. Portier, J. Kim, J. Dugué, U. D. Rapol, M. Leduc et C. Cohen-Tannoudji, *Accurate Determination of the Scattering Length of Metastable Helium Atoms Using Dark Resonances between Atoms and Exotic Molecules*. Phys. Rev. Lett. **96**, 023203 (2006). (page 121)

- [Moler 1992] K. Moler, D. S. Weiss, M. Kasevich et S. Chu, *Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions*. Phys. Rev. A **45**, 342 (1992). (page 37)
- [Mølmer 2003] K. Mølmer, *Quantum atom optics with Bose-Einstein condensates*. New Journal of Physics **5**, 55 (2003). (pages 18 et 25)
- [Mølmer 2008] K. Mølmer, A. Perrin, V. Krachmalnicoff, V. Leung, D. Boiron, A. Aspect et C. I. Westbrook, *Hanbury Brown and Twiss correlations in atoms scattered from colliding condensates*. Phys. Rev. A **77**, 033601 (2008). (pages 77, 78 et 117)
- [Moore 1999] M. G. Moore et P. Meystre, *Theory of Superradiant Scattering of Laser Light from Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett. **83**, 5202 (1999). (page 90)
- [Müller 1991] M. W. Müller, A. Merz, M.-W. Ruf, H. Hotop, W. Meyer et M. Movre, *Experimental and theoretical studies of the Bi-excited collision systems He* (2³S) + He* (2³S, 2¹S) at thermal and subthermal kinetic energies*. Zeitschrift für Physik D Atoms Molecules Clusters **21**, 89 (1991). (pages 120 et 128)
- [Naraschewski 1999] M. Naraschewski et R. J. Glauber, *Spatial coherence and density correlations of trapped Bose gases*. Phys. Rev. A **59**, 4595 (1999). (page 19)
- [Novoselov 2004] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva et A. A. Firsov, *Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films*. Science **306**, 666 (2004). (page 1)
- [Orth 2008] P. P. Orth, I. Stanic et K. Le Hur, *Dissipative quantum Ising model in a cold-atom spin-boson mixture*. Phys. Rev. A **77**, 051601 (2008). (page 119)
- [Öttl 2005] A. Öttl, S. Ritter, M. Köhl et T. Esslinger, *Correlations and Counting Statistics of an Atom Laser*. Phys. Rev. Lett. **95**, 090404 (2005). (page 20)
- [Ou 1988] Z. Y. Ou et L. Mandel, *Observation of Spatial Quantum Beating with Separated Photodetectors*. Phys. Rev. Lett. **61**, 54 (1988). (page 17)
- [Palzer 2009] S. Palzer, C. Zipkes, C. Sias et M. Köhl, *Quantum Transport through a Tonks-Girardeau Gas*. Phys. Rev. Lett. **103**, 150601 (2009). (page 135)
- [Partridge 2006] G. B. Partridge, W. Li, R. I. Kamar, Y.-a. Liao et R. G. Hulet, *Pairing and Phase Separation in a Polarized Fermi Gas*. Science **311**, 503 (2006). (page 135)
- [Partridge 2010] G. B. Partridge, J.-C. Jaskula, M. Bonneau, D. Boiron et C. I. Westbrook, *Bose-Einstein condensation and spin mixtures of optically trapped metastable helium*. Phys. Rev. A **81**, 053631 (2010). (pages 72, 81 et 159)
- [Peirce 1988] A. P. Peirce, M. A. Dahleh et H. Rabitz, *Optimal control of quantum-mechanical systems: Existence, numerical approximation, and applications*. Phys. Rev. A **37**, 4950 (1988). (page 29)
- [Penning 1927] F. M. Penning, *Über Ionisation durch metastabile Atome*. Naturwissenschaften **15**, 818 (1927). (page 120)
- [Pereira Dos Santos 2001a] F. Pereira Dos Santos, F. Perales, J. Léonard, A. Sinatra, Junmin Wang, F. Saverio Pavone, E. Rasel, C.S. Unnikrishnan et M. Leduc, *Penning collisions of laser-cooled metastable helium atoms*. Eur. Phys. J. D **14**, 15 (2001). (page 121)
- [Pereira Dos Santos 2001b] F. Pereira Dos Santos, J. Léonard, J. Wang, C. J. Barrelet, F. Perales, E. Rasel, C. S. Unnikrishnan, M. Leduc et C. Cohen-Tannoudji, *Bose-Einstein Condensation of Metastable Helium*. Phys. Rev. Lett. **86**, 3459 (2001). (pages 20, 119, 121 et 122)

- [Perrin 2007a] A. Perrin, *Observation de paires d'atomes corrélés au travers de la collision de deux condensats de Bose-Einstein*. Thèse de Doctorat, Université Paris XI (2007). (pages 30, 34, 37, 43, 62, 67, 116, 143 et 150)
- [Perrin 2007b] A. Perrin, H. Chang, V. Krachmalnicoff, M. Schellekens, D. Boiron, A. Aspect et C. I. Westbrook, *Observation of Atom Pairs in Spontaneous Four-Wave Mixing of Two Colliding Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett. **99**, 150405 (2007). (pages 22, 69, 76 et 104)
- [Perrin 2008] A. Perrin, C. M. Savage, D. Boiron, V. Krachmalnicoff, C. I. Westbrook et K. V. Kheruntsyan, *Atomic four-wave mixing via condensate collisions*. New Journal of Physics **10**, 045021 (2008). (page 117)
- [Pichler 2010] H. Pichler, A. J. Daley et P. Zoller, *Non-equilibrium dynamics of bosonic atoms in optical lattices: Decoherence of many-body states due to spontaneous emission*. arXiv:1009.0194 (2010). (page 93)
- [Pontryagin 1987] L. Pontryagin, *The Mathematical Theory of Optimal Processes*. CRC Press (1987). (page 29)
- [Portier 2007] M. Portier, *Molécules exotiques d'hélium*. Thèse de Doctorat, Université Paris VI (2007). (page 129)
- [Poupard 2000] J. Poupard, *Mesure de deux caractéristiques de l'hélium métastable importantes pour le refroidissement radiatif*. Thèse de Doctorat, Université Paris XI (2000). (page 143)
- [Pu 2000] H. Pu et P. Meystre, *Creating Macroscopic Atomic Einstein-Podolsky-Rosen States from Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett. **85**, 3987 (2000). (pages 71 et 90)
- [Purcell 1956] E. M. Purcell, *The Question of Correlation between Photons in Coherent Light Rays*. Nature **178**, 1449 (1956). (page 10)
- [Rarity 1990a] J. G. Rarity et P. R. Tapster, *Experimental violation of Bell's inequality based on phase and momentum*. Phys. Rev. Lett. **64**, 2495 (1990). (pages 16, 17, 45, 60, 88 et 138)
- [Rarity 1990b] J. G. Rarity et P. R. Tapster, *Two-color photons and nonlocality in fourth-order interference*. Phys. Rev. A **41**, 5139 (1990). (page 17)
- [Rarity 1990c] J. G. Rarity, P. R. Tapster, E. Jakeman, T. Larchuk, R. A. Campos, M. C. Teich et B. E. A. Saleh, *Two-photon interference in a Mach-Zehnder interferometer*. Phys. Rev. Lett. **65**, 1348 (1990). (page 60)
- [Reynaud 1987] S. Reynaud, C. Fabre et E. Giacobino, *Quantum fluctuations in a two-mode parametric oscillator*. J. Opt. Soc. Am. B **4**, 1520 (1987). (page 16)
- [Roati 2008] G. Roati, C. D'Errico, L. Fallani, M. Fattori, C. Fort, M. Zaccanti, G. Modugno, M. Modugno et M. Inguscio, *Anderson localization of a non-interacting Bose-Einstein condensate*. Nature **453**, 895 (2008). (page 97)
- [Robert 2001] A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I. Westbrook et A. Aspect, *A Bose-Einstein Condensate of Metastable Atoms*. Science **292**, 461 (2001). (pages 20, 71, 119, 121 et 122)
- [Rom 2006] T. Rom, T. Best, D. van Oosten, U. Schneider, S. Fölling, B. Paredes et I. Bloch, *Free fermion antibunching in a degenerate atomic Fermi gas released from an optical lattice*. Nature **444**, 733 (2006). (page 21)

- [Rubbmark 1981] J. R. Rubbmark, M. M. Kash, M. G. Littman et D. Kleppner, *Dynamical effects at avoided level crossings: A study of the Landau-Zener effect using Rydberg atoms*. Phys. Rev. A **23**, 3107 (1981). (page 124)
- [Sargent III 1985] M. Sargent III, D. A. Holm et M. S. Zubairy, *Quantum theory of multiwave mixing. I. General formalism*. Phys. Rev. A **31**, 3112 (1985). (page 32)
- [Schellekens 2005] M. Schellekens, R. Hoppeler, A. Perrin, J. V. Gomes, D. Boiron, A. Aspect et C. I. Westbrook, *Hanbury Brown Twiss Effect for Ultracold Quantum Gases*. Science **310**, 648 (2005). (pages 19, 20 et 104)
- [Schellekens 2007] M. Schellekens, *L'Effet Hanbury Brown et Twiss pour les Atomes Froids*. Thèse de Doctorat, Université Paris XI (2007). (pages 104, 115 et 150)
- [Schmidt 2003] P. O. Schmidt, S. Hensler, J. Werner, T. Binhammer, A. Görlitz et T. Pfau, *Doppler cooling of an optically dense cloud of magnetically trapped atoms*. J. Opt. Soc. Am. B **20**, 960 (2003). (page 145)
- [Schweikhard 2007] V. Schweikhard, S. Tung et E. A. Cornell, *Vortex Proliferation in the Berezinskii-Kosterlitz-Thouless Regime on a Two-Dimensional Lattice of Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett. **99**, 030401 (2007). (page 100)
- [Scully 1997] M. O. Scully et M. S. Zubairy, *Quantum optics*. Cambridge University Press (1997). (pages 51 et 63)
- [Sherson 2010] J. F. Sherson, C. Weitenberg, M. Endres, M. Cheneau, I. Bloch et S. Kuhr, *Single-atom-resolved fluorescence imaging of an atomic Mott insulator*. Nature **467**, 68 (2010). (pages 3 et 101)
- [Shlyapnikov 1994] G. V. Shlyapnikov, J. T. M. Walraven, U. M. Rahmanov et M. W. Reynolds, *Decay Kinetics and Bose Condensation in a Gas of Spin-Polarized Triplet Helium*. Phys. Rev. Lett. **73**, 3247 (1994). (page 120)
- [Shor 1997] P. W. Shor, *Polynomial-Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer*. SIAM Journal on Computing **26**, 1484 (1997). (page 18)
- [Simsarian 2000] J. E. Simsarian, J. Denschlag, M. Edwards, C. W. Clark, L. Deng, E. W. Hagley, K. Helmerson, S. L. Rolston et W. D. Phillips, *Imaging the Phase of an Evolving Bose-Einstein Condensate Wave Function*. Phys. Rev. Lett. **85**, 2040 (2000). (page 52)
- [Sinitsyn 2002] N. A. Sinitsyn, *Multiparticle Landau-Zener problem: Application to quantum dots*. Phys. Rev. B **66**, 205303 (2002). (page 124)
- [Sirjean 2002] O. Sirjean, S. Seidelin, J. V. Gomes, D. Boiron, C. I. Westbrook, A. Aspect et G. V. Shlyapnikov, *Ionization Rates in a Bose-Einstein Condensate of Metastable Helium*. Phys. Rev. Lett. **89**, 220406 (2002). (page 134)
- [Sirjean 2003] O. Sirjean, *Collisions ionisantes : un nouveau diagnostic pour les condensats de Bose-Einstein d'hélium métastable*. Thèse de Doctorat, Université Paris XI (2003). (page 120)
- [Slusher 1985] R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, J. C. Mertz et J. F. Valley, *Observation of Squeezed States Generated by Four-Wave Mixing in an Optical Cavity*. Phys. Rev. Lett. **55**, 2409 (1985). (page 14)
- [Sørensen 2001] A. Sørensen, L.-M. Duan, J. I. Cirac et P. Zoller, *Many-particle entanglement with Bose-Einstein condensates*. Nature **409**, 63 (2001). (page 23)

- [Stärck 1994] J. Stärck et W. Meyer, *Long-range interaction potential of the $^3\Sigma_g^+$ state of He_2* . Chemical Physics Letters **225**, 229 (1994). (pages 120 et 128)
- [Stas 2006] R. J. W. Stas, J. M. McNamara, W. Hogervorst et W. Vassen, *Homomuclear ionizing collisions of laser-cooled metastable helium atoms*. Phys. Rev. A **73**, 032713 (2006). (pages 121 et 135)
- [Störmer 1999] H. L. Störmer, *Nobel Lecture: The fractional quantum Hall effect*. Rev. Mod. Phys. **71**, 875 (1999). (page 100)
- [Stuart 1987] A. Stuart et J. K. Ord, *Kendall's Advanced Theory of Statistics*. Volume 1, Griffin London, UK (1987). (page 79)
- [Timmermans 1998] E. Timmermans, *Phase Separation of Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett. **81**, 5718 (1998). (page 73)
- [Tol 1999] P. J. J. Tol, N. Herschbach, E. A. Hessels, W. Hogervorst et W. Vassen, *Large numbers of cold metastable helium atoms in a magneto-optical trap*. Phys. Rev. A **60**, R761 (1999). (pages 121 et 135)
- [Tonomura 1989] A. Tonomura, J. Endo, T. Matsuda, T. Kawasaki et H. Ezawa, *Demonstration of single-electron buildup of an interference pattern*. American Journal of Physics **57**, 117 (1989). (page 3)
- [Tsui 1982] D. C. Tsui, H. L. Stormer et A. C. Gossard, *Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit*. Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982). (page 100)
- [Tychkov 2006] A. S. Tychkov, T. Jelts, J. M. McNamara, P. J. J. Tol, N. Herschbach, W. Hogervorst et W. Vassen, *Metastable helium Bose-Einstein condensate with a large number of atoms*. Phys. Rev. A **73**, 031603 (2006). (page 122)
- [Vardi 2002] A. Vardi et M. G. Moore, *Directional "Superradiant" Collisions: Bosonic Amplification of Atom Pairs Emitted from an Elongated Bose-Einstein Condensate*. Phys. Rev. Lett. **89**, 090403 (2002). (pages 71, 90 et 91)
- [Venturi 2000] V. Venturi et I. B. Whittingham, *Close-coupled calculation of field-free collisions of cold metastable helium atoms*. Phys. Rev. A **61**, 060703 (2000). (pages 131 et 135)
- [Viana Gomes 2006] J. Viana Gomes, A. Perrin, M. Schellekens, D. Boiron, C. I. Westbrook et M. Belsley, *Theory for a Hanbury Brown Twiss experiment with a ballistically expanding cloud of cold atoms*. Phys. Rev. A **74**, 053607 (2006). (pages 19 et 78)
- [Vogels 2002] J. M. Vogels, K. Xu et W. Ketterle, *Generation of Macroscopic Pair-Correlated Atomic Beams by Four-Wave Mixing in Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett. **89**, 020401 (2002). (pages 26, 27 et 42)
- [Vogels 2003] J. M. Vogels, J. K. Chin et W. Ketterle, *Coherent Collisions between Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett. **90**, 030403 (2003). (page 26)
- [Walls 1983] D. F. Walls, *Squeezed states of light*. Nature **306**, 141 (1983). (page 14)
- [Walls 2006] D. F. Walls et G. J. Milburn, *Quantum optics*. Springer Berlin (2006). (pages 15 et 16)
- [Weld 2009] D. M. Weld, P. Medley, H. Miyake, D. Hucul, D. E. Pritchard et W. Ketterle, *Spin Gradient Thermometry for Ultracold Atoms in Optical Lattices*. Phys. Rev. Lett. **103**, 245301 (2009). (page 119)
- [Wen 2008] J.-D. Wen, L. Lancaster, C. Hodges, A.-C. Zeri, S. H. Yoshimura, H. F. Noller, C. Bustamante et I. Tinoco, *Following translation by single ribosomes one codon at a time*. Nature **452**, 598 (2008). (page 97)

- [Wineland 1992] D. J. Wineland, J. J. Bollinger, W. M. Itano, F. L. Moore et D. J. Heinzen, *Spin squeezing and reduced quantum noise in spectroscopy*. Phys. Rev. A **46**, R6797 (1992). (page 64)
- [Wineland 1994] D. J. Wineland, J. J. Bollinger, W. M. Itano et D. J. Heinzen, *Squeezed atomic states and projection noise in spectroscopy*. Phys. Rev. A **50**, 67 (1994). (page 64)
- [Wittig 2005] C. Wittig, *The Landau-Zener Formula*. J. Phys. Chem. B **109**, 8428 (2005). (page 124)
- [Wu 1986] L.-A. Wu, H. J. Kimble, J. L. Hall et H. Wu, *Generation of Squeezed States by Parametric Down Conversion*. Phys. Rev. Lett. **57**, 2520 (1986). (page 14)
- [Wu 1987] L.-A. Wu, M. Xiao et H. J. Kimble, *Squeezed states of light from an optical parametric oscillator*. J. Opt. Soc. Am. B **4**, 1465 (1987). (page 14)
- [Wu 2006] J. Wu, R. Newell, M. Hausmann, D. J. Vieira et X. Zhao, *Loading dynamics of optical trap and parametric excitation resonances of trapped atoms*. J. Appl. Phys. **100**, 054903 (2006). (page 113)
- [Xiao 1987] M. Xiao, L.-A. Wu et H. J. Kimble, *Precision measurement beyond the shot-noise limit*. Phys. Rev. Lett. **59**, 278 (1987). (pages 14 et 63)
- [Xu 2006] K. Xu, Y. Liu, D. E. Miller, J. K. Chin, W. Setiawan et W. Ketterle, *Observation of Strong Quantum Depletion in a Gaseous Bose-Einstein Condensate*. Phys. Rev. Lett. **96**, 180405 (2006). (page 93)
- [Yasuda 1996] M. Yasuda et F. Shimizu, *Observation of Two-Atom Correlation of an Ultracold Neon Atomic Beam*. Phys. Rev. Lett. **77**, 3090 (1996). (page 19)
- [Yuen 1983] H. P. Yuen et V. W. S. Chan, *Noise in homodyne and heterodyne detection*. Opt. Lett. **8**, 177 (1983). (page 15)
- [Yurovsky 2002] V. A. Yurovsky, A. Ben-Reuven et P. S. Julienne, *Quantum effects on curve crossing in a Bose-Einstein condensate*. Phys. Rev. A **65**, 043607 (2002). (page 27)
- [Zener 1932] C. Zener, *Non-Adiabatic Crossing of Energy Levels*. Proc. R. Soc. London, Ser. A **137**, 696 (1932). (page 123)
- [Ziń 2006] P. Ziń, J. Chwedeńczuk et M. Trippenbach, *Elastic scattering losses from colliding Bose-Einstein condensates*. Phys. Rev. A **73**, 033602 (2006). (page 33)
- [Zwierlein 2006] M. W. Zwierlein, A. Schirotzek, C. H. Schunck et W. Ketterle, *Fermionic Superfluidity with Imbalanced Spin Populations*. Science **311**, 492 (2006). (page 135)

Création et étude de sources d'états non classiques pour l'Optique Atomique Quantique

Résumé : Ce mémoire rapporte les résultats de plusieurs expériences mettant en jeu des nuages ultra-froids d'hélium métastable. Deux thématiques différentes sont abordées au cours de cette thèse : l'optique atomique quantique et l'étude des propriétés collisionnelles inter-spin. Les premières études présentées ont été réalisées sur un ensemble de paires d'atomes corrélés créé par collision entre deux condensats de Bose-Einstein. Ce processus peut être vu comme un analogue de la conversion paramétrique en optique photonique quantique. Une étude fine des propriétés géométriques du halo de collisions a indiqué une déformation de celui par rapport à la forme sphérique attendue pour une collision en onde S. Nous avons montré que cet effet tire son origine de l'interaction entre atomes et de la dynamique du processus. Par ailleurs, l'étude statistique de ces paires d'atomes corrélés a permis de mettre en évidence une réduction des fluctuations sous le bruit de grenaille de la différence du nombre d'atomes entre deux zones opposées. Ce résultat est un nouvel indice sur la nature des états quantiques créés qui présentent très certainement un réel intérêt dans l'interférométrie atomique et la violation d'inégalités de Bell avec des atomes neutres.

Nous décrivons également le piège optique qui a été mis en place et utilisé pour une partie de ces expériences et dont les caractéristiques permettent d'utiliser au mieux notre détecteur d'atomes uniques. Nous avons pu, à l'aide de ce dispositif, mesurer les stabilités relatives de certains états de spin de l'hélium métastable et prouver qu'il est possible de mener des expériences sur des mélanges de spins selon certaines conditions.

MOTS CLÉS : Condensats de Bose-Einstein - Optique atomique quantique - Mélanges à quatre ondes - Collisions élastiques - Piégeage optique - Mélanges de spin - Ionisation Penning

Abstract: We report the results of few experiments on ultra-cold gases of metastable helium which tackle two topics : quantum atom optics and collisional properties between different spin-states.

The first bunch of studies presented in this thesis have been carried out on a set of correlated atom pairs created by collision between two Bose-Einstein condensates which might be seen as an analogous of parametric down conversion in quantum photon optics. Contrary to an ideal s-wave scattering distribution, however, we find that the scattered halo is not uniform and spherical, but instead has an angle dependent thickness and radius due to the interactions between atoms. In addition, by considering opposing regions of the halo, we observe relative number squeezing whereas relative atom number distributions between nonopposing regions show a poissonian behaviour. This leads us to believe that the quantum states of the correlated pairs are not only inherently fascinating, but they also have the potential to improve sensitivity in atom interferometers. Moreover, these pairs should be entangled and are thus well suited to investigations of (nonlocal) EPR entanglement and Bell's inequalities using atoms.

Then, we give a detailed description of our new optical trap which permits us to best match the resolution characteristics of our delay-line anode microchannel plate detector capable of registering single atoms in the three dimensions of the space. We also confirm the stability of certain spin-state combinations of metastable helium to two-body inelastic processes, which gives the scope of future experiments using optically trapped spin mixtures.

KEYWORDS: Bose-Einstein condensates - Quantum atom optics - Four-wave mixing - Elastic collisions - Optical traps - Spin mixtures - Penning Ionization
