

ORSAY
N° d'ordre : 6882

UNIVERSITE PARIS XI
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

T H E S E

Présentée pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES

par

Demascoth KADIO

Sujet :

**Réalisation expérimentale et étude d'un guide pour atomes froids,
d'une séparatrice et d'un miroir concave.**

Soutenue le 23 mai 2002 devant la commission d'examen :

M. Claude FABRE	Examineur
M. Jean Claude KELLER	Rapporteur
M. Pierre PILLET	Directeur de Thèse
M ^{me} Laurence PRUVOST	Co-directeur de thèse
M. Philippe RONCIN	Examineur
M. Philippe VERKERK	Rapporteur

ORSAY
N° d'ordre : 6882

UNIVERSITE PARIS XI
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

T H E S E

Présentée pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES

par

Demascoth KADIO

Sujet :

**Réalisation expérimentale et étude d'un guide pour atomes froids,
d'une séparatrice et d'un miroir concave.**

Soutenue le 23 mai 2002 devant la commission d'examen :

M. Claude FABRE	Examineur
M. Jean Claude KELLER	Rapporteur
M. Pierre PILLET	Directeur de Thèse
M ^{me} Laurence PRUVOST	Co-directeur de thèse
M. Philippe RONCIN	Examineur
M. Philippe VERKERK	Rapporteur

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier infiniment Monsieur Christian Colliex (ex. directeur du Laboratoire Aimé Cotton) et lui exprimer ma sincère reconnaissance, pour m'avoir accueilli et permis de faire ma thèse dans de très bonnes conditions.

Je remercie incessamment Monsieur Christian Delsart pour m'avoir trouvé un financement sans lequel, ma thèse n'aurait pas eu lieu.

Je remercie aussi vivement Monsieur Pierre Pillet de m'avoir fait confiance et d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse, pour son attention et son suivi de l'état d'avancement des travaux de ma thèse.

J'exprime ma profonde gratitude envers Madame Laurence Pruvost, mon co-directeur de thèse, pour m'avoir fait confiance et proposé cette thèse, pour sa constante disponibilité, sa très grande compétence tant dans le domaine expérimental que théorique, et pour sa profonde rigueur qui m'ont été très profitables.

Je remercie très profondément Monsieur Jean Claude Keller et Monsieur Philippe Verkerk, pour avoir accepté la dure labeur de rapporteur de thèse. J'adresse aussi mes sincères remerciements à Monsieur Claude Fabre et à Monsieur Philippe Roncin d'avoir bien voulu accepter de faire partie de mon jury de thèse dans le rôle d'examineur.

C'est avec un très grand plaisir que j'ai eu à travailler avec O. Houde durant deux années et le remercie pour les nombreuses discussions très constructives qu'on a pu avoir ensemble.

J'adresse également tous mes remerciements à tout le personnel du laboratoire qui a participé de près comme de loin au bon déroulement de ma thèse. Je pense notamment à l'atelier de mécanique, au service électronique, informatique et administratif. Merci à tous et à toutes !

Mes remerciements vont aussi à B. Laburthe et à D. Comparat qui ont bien voulu relire mon manuscrit pour corriger les imprécisions et les fautes d'orthographe.

Que Maurice Raoult reçoive également mes sincères remerciements pour ses conseils et son soutien qui m'ont été fort utiles durant cette thèse, et pour sa très grande sympathie.

Enfin, je dis un très grand merci et exprime ma profonde reconnaissance à toute ma famille et ami(e)s pour leur soutien et conseils. Je leur dédie cette thèse.

Table des matières

1	INTRODUCTION GENERALE	7
2	GUIDE DIPOLAIRE : PRINCIPE ET GENERALITES	15
2.1	FORCE ET POTENTIEL DIPOLAIRES	17
2.1.1	Approche semi-classique	17
2.1.2	Approche de l'atome habillé	21
2.1.2.1	Déplacement lumineux	21
2.1.2.2	Force dipolaire	23
2.2	GUIDE DIPOLAIRE REALISE AVEC UN FAISCEAU LASER DE MODE TEM_{00}	26
2.2.1	Description du faisceau laser de mode TEM_{00}	26
2.2.2	Caractéristiques du guide	27
2.2.2.1	Puits	27
2.2.2.2	Approximation harmonique	28
2.2.3	Conditions de guidage	30
2.2.3.1	Cas du faisceau parallèle	30
2.2.3.2	Cas du faisceau focalisé	30
2.2.3.3	Efficacité du guide	31
2.2.3.3.1	Taux de piégeage des atomes dans le guide	31
2.2.3.3.2	Densité spatiale du nuage d'atomes piégés	35
2.2.4	Pertes du guide dipolaire	37

2.2.5	Condition d'adiabaticité	38
2.2.6	Atomes à l'équilibre thermodynamique dans le puits à deux dimensions	39
2.2.6.1	Densité d'états dans le puits à deux dimensions	40
2.2.6.2	Densité spatiale des atomes dans le puits	42
2.2.7	Description quantique du guide dipolaire	44
3	GUIDE DIPOLAIRE : EXPERIENCE	49
3.1	EXPERIENCE	50
3.1.1	Source d'atomes froids de Rubidium 87	50
3.1.2	Guide dipolaire	54
3.1.3	Détection des atomes	55
3.1.3.1	Détection des atomes piégés	55
3.1.3.2	Détection horizontale à 1 cm	58
3.1.3.3	Détection verticale (spatio-temporelle)	62
3.1.3.4	Détection horizontale à 30 cm	62
3.1.3.5	Imagerie des atomes dans le puits dipolaire	63
3.1.3.5.1	Taux de fluorescence des atomes en présence de guide	64
3.1.3.5.2	Emission des atomes en équilibre thermodynamique dans le puits	66
3.1.3.5.3	Emission des atomes hors équilibre thermodynamique dans le puits	69
3.2	ANALYSE DES RESULTATS DU GUIDE	70
3.2.1	Efficacité du guide dipolaire	70
3.2.1.1	Analyse des clichés obtenus à 1 cm en dessous du PMO	70
3.2.1.2	Analyse des clichés à 30 cm en dessous du PMO	81
3.2.2	Température des atomes dans le guide	83
3.2.2.1	Méthode expérimentale	83

3.2.2.2	La température des atomes dans le guide	83
3.3	CONFRONTATION AU MODELE NUMERIQUE	86
3.3.1	Modèle numérique	87
3.3.2	Analyse des résultats des calculs numériques et comparaison avec l'expérience	89
3.3.2.1	Méthode d'analyse	89
3.3.2.2	Efficacité du guide en fonction de la puissance laser (de la profondeur du puits dipolaire)	91
3.3.2.3	Analyse de la température des atomes guidés	97
4	ATOMES GUIDES AVEC DU MOMENT CINÉTIQUE : FORMA- TION D'UN ANNEAU D'ATOMES	103
4.1	Interprétation de la formation du nuage annulaire et de la mesure du mo- ment cinétique des atomes de la mélasse	106
4.1.1	Conservation du moment cinétique axial	106
4.1.2	Formation du nuage annulaire	107
4.1.3	Mesure du moment cinétique axial des atomes	109
4.2	Expérience	111
4.3	Résultats expérimentaux	112
4.3.1	Expansion balistique du nuage	112
4.3.2	Mesure du moment cinétique des atomes	114
4.4	Calculs Monte Carlo et comparaison avec l'expérience	119
4.4.1	Modèle numérique	119
4.4.2	Evolution temporelle de la densité atomique dans le guide	121
4.4.3	Expansion balistique du nuage d'atomes guidés	124
4.4.4	Amplification du signal et mesure du rayon du nuage annulaire	127
4.5	Conclusion	131
5	REALISATION D'UNE SEPARATRICE POUR ATOMES AVEC DEUX GUIDES DIPOLAIRES CROISES	133

5.1	Modèle classique de la séparatrice dans l'approximation dipolaire	135
5.1.1	Expression du potentiel dipolaire créé par deux guides dipolaires . .	136
5.1.2	Approximation harmonique : analyse du couplage	137
5.2	Expérience	140
5.3	Résultats expérimentaux	143
5.3.1	Mesure de l'efficacité de la séparatrice	144
5.3.2	Efficacité de la séparatrice en fonction de la position du point d'intersection des deux guides dipolaires	146
5.4	Résultats numériques : effet du temps d'allumage sur l'efficacité de la séparatrice	151
5.4.1	Modèle numérique	153
5.4.2	Résultats et comparaison avec l'expérience	153
5.5	Conclusion	166
6	LE MIROIR CONCAVE	167
6.1	Principe du miroir	169
6.1.1	Champ magnétique d'un quadrupôle	169
6.1.2	Potentiel d'interaction d'un atome avec le champ magnétique quadrupolaire	171
6.2	Expérience	176
6.2.1	Principe expérimental	176
6.2.2	Résultats	177
6.3	Résultats des calculs numériques et analyse	179
6.3.1	Modèle numérique	179
6.3.2	Résultats des calculs	180
6.3.3	Aberrations du miroir	188
6.3.3.1	Aberration géométrique	188
6.3.3.2	Aberration chromatique	189
6.3.4	Amélioration du miroir : quadrupôle et champ tournant	189

6.3.4.1	Potentiel d'interaction	198
6.3.4.2	Résultats des calculs	199
6.4	Conclusion	200
7	CONCLUSION GENERALE	219
A	Calcul du signal de détection des atomes et analyse de l'effet du déplacement lumineux.	223

Chapitre 1

INTRODUCTION GENERALE

Ces dernières décennies, le développement des techniques de piégeage et de refroidissement des atomes neutres par laser a conduit à une révolution dans le contrôle et la manipulation des atomes. Les atomes sont refroidis jusqu'au micro-Kelvin [20] (Le prix Nobel de 1997 a été décerné à Claude Cohen-Tannoudji professeur du laboratoire Kastler Brossel (France), Steven Chu en californie (USA) et William D. Phillips du NIST (USA)) et désormais on atteint même le régime des nano-Kelvin [14] [28] [68]. Ce dernier état de la matière appelé un condensat d'atomes à récemment fait l'objet du prix Nobel en 2001 pour Wolfgang Ketterley du MIT (USA), Eric A. Cornell du NIST (USA) et Carl E. Wieman du NIST (USA). A ces faibles températures, la longueur d'onde de De Broglie des atomes devient très grande et il convient donc de traiter les atomes comme des ondes. A cette fin, l'étude de l'optique atomique a été développée. Dans ce domaine les éléments d'optique atomique sont fabriqués dans le but de manipuler les nuages d'atomes froids tout en préservant leurs propriétés : la cohérence par exemple. L'optique atomique doit permettre de faire avec les atomes ce que l'on fait avec la lumière en optique photonique : guider, focaliser, réfléchir, diffracter et séparer un nuage d'atomes en deux voire plusieurs morceaux pour les faire interférer par la suite. Beaucoup d'éléments d'optiques pour les atomes dont les fonctions ont été citées précédemment ont déjà été développés en utilisant différentes approches. Je vais donc dans un premier temps décrire quelques unes des méthodes qui ont été utilisées, puis présenter notre contribution dans ce domaine en pleine

évolution.

Des guides utilisant la force dipolaire créée par un faisceau de lumière laser inhomogène spatialement, de fréquence différente de celle de la transition atomique ont été développés. L'analogie avec l'optique classique est la fibre optique. Suivant la proposition de Balykin et de Letokhov [8] [10], des guides dipolaires ont été réalisés avec un faisceau laser de mode TEM_{01} ("doughnut mode" en anglais) désaccordé vers le bleu de la résonance atomique [62] [79]. Dans ce guide, les atomes sont attirés vers la région d'intensité minimum, située au centre du faisceau laser. Les atomes de Néon métastables ont été guidés et focalisés sur une distance entre 10 cm et 30 cm avec ce type de guide [79]. Environ 60 % des atomes introduit dans le guide ont été guidés. Un guide similaire utilisant un faisceau laser de mode TEM_{00} désaccordé vers le rouge de la résonance atomique a été utilisé pour guider les atomes d'une fontaine atomique [91]. Les atomes sont dans ce cas attirés vers la région d'intensité maximum située au centre du faisceau laser servant à faire le guide. D'autres guides utilisant la force dipolaire ont été réalisés avec des fibres creuses. Cette idée fut proposée par Ol'Shanii, Ovchinnikov et Letokhov en 1993 [61], puis développée expérimentalement à partir de 1994 par d'autres équipes. Les atomes ont été guidés à l'intérieur d'une fibre creuse en y introduisant un faisceau laser désaccordé vers le rouge [70] [71] ou avec une onde évanescente créée dans une fibre creuse formée de deux fibres coaxiales, par un faisceau laser désaccordé vers le bleu qu'on fait réfléchir sur les parois entre les fibres [69] [42]. Les atomes sont guidés sur une distance de quelques centimètres et collimatés sur une taille de quelques microns. L'avantage de ce type de guide est qu'il est sans perte et permet de réaliser de petits faisceaux atomiques collimatés qui seraient très intéressants pour les expériences d'optiques atomiques et pour éventuellement réaliser un microscope à atome. Son efficacité reste cependant faible à cause de la taille de son ouverture qui est petite par rapport à la taille du nuage d'atomes initial. Différents schémas de guide utilisant la force magnétique ont été également proposés [80], [40], [37]. Un guide magnétique a été réalisé par exemple avec un fil dirigé verticalement et parcouru par du courant [30]. Jusqu'à 10 % des atomes d'un nuage d'atomes froids de Lithium ont été guidés sur une distance de quelques centimètres pour un courant de 1.2 A circulant dans

le fil.

L'avènement des techniques de refroidissement par laser des atomes a permis de développer plusieurs méthodes pour séparer de manière cohérente un faisceau d'atomes et surtout d'améliorer la technique de transfert d'impulsion longtemps utilisée. En effet avec des atomes lents, le temps d'interaction des atomes avec le faisceau laser qui sert à transférer l'impulsion est long et conduit à un transfert plus grand ([72], [98], [65], [100], [99], [87]). Une séquence de série d'impulsions Raman à deux photons $(\frac{\pi}{2}, \pi, \frac{\pi}{2})$ entre la transition des états fondamentaux $F = 1, m_f = 0$ et $F = 2, m_f = 0$ de l'atome de sodium a permis de diviser de manière cohérente un faisceau d'atomes froids de sodium et de le recombinaison par la suite dans une expérience d'interférométrie atomique de type Mach-Zehnder [45]. Les impulsions sont envoyées perpendiculairement à la direction de chute verticale des atomes. La séparation du faisceau d'atomes après une impulsion est de l'ordre de $\frac{2\hbar k}{M} \Delta t \approx 6 \times \Delta t$ cm avec Δt le temps séparant deux impulsions successives. Il a été observé une séparation du nuage atomique de 2.4 mm pour un temps $\Delta t = 40$ ms. Une autre expérience a montré une séparation cohérente d'un faisceau thermique d'atomes de calcium en l'excitant dans une géométrie d'optique de Ramsey par quatre faisceaux laser parallèles se propageant [72]. Dans cette expérience, les deux premiers faisceaux se propagent dans le même sens et la seconde paire de faisceaux se propagent dans le sens opposé de la première paire. Les faisceaux ont une direction qui est perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau atomique. Lorsque l'atome est excité ou retourne dans son état fondamental, son impulsion est modifiée d'une quantité $\hbar k$. La déflexion après le processus d'émission ou d'absorption correspond à un angle $\theta = \frac{\hbar k}{Mv} \approx 22 \mu\text{rad}$ pour une vitesse moyenne des atomes de $v = 700$ m/s, ce qui correspond à une séparation du faisceau atomique de ~ 0.26 mm sur une distance de parcours de 12 mm. D'autres expériences utilisant le transfert d'impulsion ont permis à ce jour de transférer de 1 à 140 impulsions de photons aux atomes dans la direction de propagation des faisceaux laser [100]. Néanmoins, seulement 10 mrad d'angle de séparation des trajectoires des atomes a été atteint dans ces expériences.

La diffraction de Bragg qui utilise une onde optique stationnaire est une autre méthode

qui donne une séparation cohérente du faisceau atomique avec un transfert d'impulsion unidirectionnel. La diffraction de Bragg a lieu seulement si l'angle θ que fait le faisceau atomique incident avec le plan des noeuds de l'onde stationnaire est égal à l'un des n ordres de diffraction d'angle θ_n donné par la relation de Bragg :

$$\lambda_L \sin \theta_n = n\lambda_{dB} \quad (1.1)$$

où λ_L est la longueur d'onde de l'onde optique et λ_{dB} est la longueur d'onde de De Broglie de l'atome. Après l'interaction des atomes avec l'onde optique et si la condition (1.1) est vérifiée, l'angle de déflexion des atomes est égal à l'angle d'incidence. Les atomes se comportent donc comme s'ils étaient réfléchis par les plans des noeuds de l'onde stationnaire. Au bilan, un ordre n de diffraction correspond à un transfert de $2n\hbar k$ impulsions de photons aux atomes. Des angles de séparation ~ 0.35 mrad ont été obtenus avec les ordres supérieurs ($n = 6$) de la diffraction de Bragg ou avec des atomes très lents ([57], [36], [60], [49], [48]).

D'autres techniques de diffraction des atomes utilisant un réseau de transmission [46] ou une double fente [15], [85] ont permis aussi de séparer les atomes.

L'interaction magnétique a été également utilisée pour réaliser des séparatrices. Un nuage d'atomes froids en chute a été séparé en deux en utilisant un fil en forme de Y inversé et traversé par du courant, créant ainsi un guide dans sa partie centrale et deux autres guides centrés autour de ses bras [17], [35]. Cette séparatrice combine deux guides magnétiques [30] pour donner deux chemins différents aux atomes au point de croisement des guides. Les atomes sont guidés initialement dans le guide central (partie centrale du fil). Lorsqu'ils arrivent au point de séparation du guide en deux autres guides, ils passent aléatoirement dans l'un ou l'autre des guides. Pour ce type de séparatrice, l'angle de séparation des atomes est fixé par l'angle de croisement des guides. La séparation des atomes a été obtenue pour un angle macroscopique de 0.25 rad.

Un réflecteur magnétique ondulé faisant office de miroir a permis aussi de séparer un nuage d'atomes froids en deux après son rebond [76]. Ce réflecteur magnétique ondulé est réalisé avec l'addition d'un petit champ magnétique uniforme, au champ magnétique

statique d'un miroir créé par une bande magnétisée de cassette vidéo.

Les premiers miroirs pour atomes utilisaient des ondes évanescentes. Dès 1982, Cook et Hill proposaient d'utiliser une onde lumineuse évanescente pour réfléchir les atomes [24]. Ce miroir utilise la force dipolaire créée par l'onde évanescente proche d'une surface diélectrique. L'onde évanescente est obtenue par la réflexion totale à l'intérieur d'un prisme de verre, d'un faisceau laser désaccordé vers le bleu de la résonance atomique. Les premières expériences de réflexion d'atomes ont été réalisées à partir de 1987 en incidence rasante d'abord sur un jet atomique [8] [10] [39]. Les techniques de refroidissement des atomes par laser a permis en 1990 d'utiliser le miroir en incidence normale avec des atomes froids ([44] [1], [2] et [5]). Récemment une nappe de lumière intense désaccordée vers le bleu de la transition atomique a été utilisée pour réfléchir de façon cohérente les atomes d'un condensat [13]. D'autres miroirs atomiques utilisent la force magnétique créée près de matériaux magnétiques. Une bande magnétique de cassette vidéo [73] [77] ou un arrangement d'aimants permanents [86] [51] ont été utilisés pour faire rebondir les atomes. Des miroirs magnétiques utilisant des micro-circuits parcourus par du courant ont été également démontrés [52] [33] [21].

Peu d'éléments d'optiques atomiques réalisant une lentille ont été démontrés. Trois expériences ont montré un effet de lentille. Deux d'entre elles utilisent la force dipolaire et la troisième utilise la force magnétique.

La force dipolaire a été utilisée pour défléchir et focaliser transversalement un faisceau atomique [34] ou un faisceau de molécules [81], [88], [78], [102]. Le faisceau laser représentant la lentille est dirigé perpendiculairement à la direction de propagation des faisceaux atomiques ou moléculaires. Il est désaccordé vers le rouge de la résonance atomique et est utilisé soit en mode impulsionnel [88], [78], [102] ou soit en mode continu [34]. Lorsque les atomes interagissent avec ce faisceau, ils voient un centre attractif. Les trajectoires des atomes sont donc déviées et convergent en moyenne en un point après la zone d'interaction. L'effet est similaire à celui de la diffusion de Rutherford par un centre attractif avec un faible paramètre d'impact.

L'interaction magnétique utilisée en mode impulsionnel, a permis de focaliser longi-

tudinalement un faisceau d'atomes froids de césium [56]. La lentille est matérialisée par une bobine parcourue par du courant. La bobine est placée en dessous de la région du piège atomique avec son axe dirigé selon la direction verticale qui est la direction de propagation des atomes. Lorsque le nuage atomique initialement refroidi chute librement et atteint la position du centre de la bobine, le champ magnétique de la bobine est soudainement allumé durant 20 ms. Les atomes sont alors attirés vers le centre de la bobine où le potentiel vu par eux est parabolique suivant la verticale. Le nuage atomique est alors focalisé longitudinalement. L'ajout d'une deuxième bobine d'axe parallèle à la première a permis récemment d'améliorer cette lentille et de reconstruire le nuage atomique initial [92]. La lentille ainsi réalisée est une lentille à trois dimensions.

Cette liste d'expériences et de théories dans la réalisation d'éléments d'optiques atomique n'est pas exhaustive, et montre les applications potentielles et importantes de ces éléments en optique atomique, en interférométrie atomique et dans bien d'autres domaines d'intérêt industriel tel que la lithographie par exemple. Les éléments réalisés jusqu'à présent demandent à être améliorés pour augmenter leur efficacité et pour des utilisations plus souples. D'autres techniques aussi souples et fiables sont également nécessaires pour des utilisations plus larges. Par exemple le chargement d'un piège à partir d'un autre piège en utilisant un guide demande un transfert efficace des atomes en quantité suffisante, sans pertes et sur de grandes distances. Faire des séparatrices de grande ouverture pour construire des interféromètres miniatures ou réaliser des miroirs très simples et efficaces pour construire par exemple des cavités de grande finesse. Dans cette perspective, nous nous sommes focalisés sur l'étude de différentes techniques pour la fabrication d'éléments d'optiques visant à remplir les cahiers des charges requis. Durant ces trois années de thèse, nous avons réalisé et interprété trois éléments d'optiques atomique dont les applications seraient nombreuses et importantes : un guide et une séparatrice qui utilisent la force dipolaire, et un miroir concave qui utilise la force magnétique d'un quadrupôle. Les travaux décrits dans ce mémoire s'inscrivent dans une démarche de maîtrise du fonctionnement des éléments d'optique atomique cités précédemment pour leurs applications dans des systèmes beaucoup plus complexes. Nous avons travaillé avec des atomes froids

de Rubidium issus d'un piège magnéto-optique. L'utilisation d'un condensat d'atomes [14] [28] [68] qui est une source monochromatique et cohérente d'atomes froids permettrait de tester efficacement les propriétés de cohérence de ces éléments.

Ce mémoire s'articule autour de trois thèmes divisés en cinq chapitres.

Le premier thème porte sur le guide atomique et est présenté en trois chapitres :

- dans le premier chapitre numéroté 2, on trouvera les généralités concernant le guide dipolaire. La force dipolaire issue de l'interaction d'un atome avec une lumière laser de fréquence différente de la fréquence de la résonance atomique y est introduite suivant deux approches : l'approche semi-classique [23] [53] [27] et l'approche utilisant le modèle de l'atome habillé [26] [101]. Ensuite dans le cas particulier d'un laser de mode TEM_{00} et de fréquence inférieure à la fréquence de la transition atomique, on calcule le potentiel d'interaction de l'atome avec le laser. On décrit ensuite à partir de ce potentiel le guide dipolaire et on analyse de façon détaillée ses propriétés ainsi que les caractéristiques du nuage d'atomes guidés.

- Le chapitre suivant (numéroté 3) est consacré à la description d'une expérience de guidage d'un nuage d'atomes froids de rubidium avec un guide dipolaire réalisé avec un laser à Nd :YAG de mode TEM_{00} . On y présente les résultats expérimentaux ainsi que leurs analyses détaillées. Ensuite, on donne une interprétation théorique des résultats obtenus par des calculs Monte Carlo du mouvement des atomes.

- Enfin, dans le chapitre numéroté 4, on montre expérimentalement et théoriquement qu'on peut créer un nuage d'atomes froids en forme d'anneau en utilisant le guide dipolaire en impulsion. Pour cela le nuage d'atomes initial à l'entrée du guide doit avoir un moment cinétique moyen non nul dans le cas d'un guide à symétrie de révolution autour de son axe. On analyse les résultats des expériences et on les interprète théoriquement à l'aide de calculs Monte Carlo.

Le deuxième thème traite de la séparatrice pour atomes utilisant deux guides dipolaires croisés. L'un suivant la direction verticale est allumé en continu tandis que l'autre suivant la direction oblique fonctionne en régime impulsionnel. La description de la séparatrice est donnée dans le chapitre 5. On étudie d'abord le couplage de deux guides dipolaires

dans un modèle simple. Ensuite, on décrit l'expérience de la séparatrice dont on présente les résultats expérimentaux et les analyses correspondantes. Enfin on étudie par des calculs Monte Carlo l'influence du temps d'allumage du guide oblique sur l'efficacité de la séparatrice.

Le troisième et dernier thème de ce manuscrit traite d'un miroir concave réalisé avec un champ magnétique quadrupolaire. Dans le chapitre 6 consacré à sa description, on présente succinctement l'expérience et les résultats expérimentaux. Les améliorations possibles du miroir sont étudiées à l'aide d'une étude théorique détaillée.

Chapitre 2

GUIDE DIPOLAIRE : PRINCIPE ET GENERALITES

Aujourd'hui, avec les techniques de refroidissement et de piégeage, on sait fabriquer relativement facilement un nuage d'atomes froids et piégés qui servira de source atomique dans de nombreuses expériences.

Cependant, dès que l'on désire utiliser l'échantillon d'atomes froids dans une région séparée de la région de piégeage (par exemple pour un repiégeage ou pour une expérience de spectroscopie), se pose le problème du transport des atomes froids. En effet, même si les atomes sont à très basse température, dès que le système de piégeage est éteint, le nuage subit une expansion balistique qui conduit inévitablement à l'étalement du nuage et par conséquent à une diminution importante de la densité atomique.

Un guide à atomes performant doit donc satisfaire une grande efficacité de guidage sur une grande distance avec peu de perte d'atomes. De plus, idéalement pour pouvoir l'utiliser dans une expérience d'interférométrie atomique, le guide doit préserver la cohérence du nuage atomique.

Plusieurs types de guides à atomes ont été développés à ce jour : guides magnétiques, magnéto-optiques et dipolaires. Les guides magnétiques et magnéto-optiques ne seront pas présentés dans ce manuscrit. On trouvera de nombreuses références à ce sujet [80], [31],

[30], [29], [47], [96]. Nous traitons ici les guides de type dipolaires qui utilisent l'interaction entre l'atome (polarisable) et une onde laser inhomogène spatialement et dont la fréquence est désaccordée de la résonance atomique.

La force dipolaire est créée par un faisceau laser inhomogène dont la fréquence ω_L est différente de la fréquence de la résonance atomique ω_e . Lorsque le désaccord de fréquence du laser $\delta_L = \omega_L - \omega_e$ est négatif (désaccord rouge), la force est dirigée vers les régions de forte intensité du faisceau laser. En revanche si le désaccord en fréquence est positif (désaccord bleu), la force est dirigée vers les régions de faible intensité. Suivant cette distinction, les guides dipolaires peuvent être divisés en deux classes : les guides à désaccord vers le rouge et les guides à désaccord vers le bleu. Sur la proposition de Balykin et de Letokhov [8], des guides dipolaires ont été réalisés avec un faisceau laser désaccordé vers le bleu présentant un minimum d'intensité en son centre (mode TEM_{01}) [62] [79]. Ce type de guide a permis d'obtenir une efficacité importante. Le nombre d'atomes guidés est du même ordre de grandeur que le nombre d'atomes contenus dans le piège initial. De plus les atomes sont guidés sur une grande distance (entre 10 cm et 30 cm) et sans perte. Cependant le dispositif nécessite une optique spécifique pour façonner un faisceau très intense de mode TEM_{01} (faisceau en forme de "beignet" avec un minimum d'intensité en son centre).

Au laboratoire Aimé Cotton, nous avons réalisé un guide dipolaire à désaccord rouge avec un faisceau laser Nd :YAG de mode TEM_{00} intense et focalisé [67]. Nous avons guidé une proportion importante d'atomes du piège initial sur une grande distance. La très grande valeur du désaccord du laser donne un faible taux d'émission spontanée et donc une perte d'atomes négligeable. Le principal avantage de notre guide est qu'il est très simple à réaliser comparé au guide de mode TEM_{01} . Un guide similaire a été utilisé pour guider les atomes dans une fontaine atomique [91].

Nous nous proposons dans ce chapitre de définir la force et le potentiel qui sont mis en jeu dans les guides dipolaires en général, puis d'analyser le cas particulier d'un guide dipolaire réalisé avec un faisceau laser de mode TEM_{00} désaccordé vers le rouge de la transition atomique. Ce cas correspond aux expériences présentées aux chapitres 3 et 4.

2.1 FORCE ET POTENTIEL DIPOLAIRES

L'interaction d'un atome neutre avec un champ laser fait intervenir deux forces : la force de pression de radiation et la force dipolaire. Cette dernière a été démontrée expérimentalement en 1978 en focalisant un jet atomique avec un faisceau laser focalisé [12]. La force dipolaire provient du processus de diffusion stimulée de la lumière et n'existe que dans le cas d'un champ électrique non résonant et inhomogène spatialement. Elle est fondamentalement différente de la force de pression de radiation [3] [4] qui provient de la diffusion spontanée de la lumière et existe aussi dans le cas d'un champ laser uniforme et résonant. Ces deux forces dérivent donc de l'impulsion de la lumière. Toutefois, la force de pression de radiation peut être négligeable par rapport à la force dipolaire si on se place dans un cas où l'émission spontanée est très faible, par exemple en utilisant un champ laser de fréquence ω_L très différente de la fréquence de la résonance atomique ω_e .

De nombreuses approches permettent d'introduire la force dipolaire. Nous en utiliserons deux. Dans une première partie nous utiliserons l'approche semi-classique qui est basée sur l'hypothèse que le champ électromagnétique peut être décrit classiquement [23] [53] [27]. Nous introduirons dans cette approche, le potentiel dipolaire et nous calculerons la force dipolaire. Puis, dans une seconde partie nous utiliserons l'approche de l'atome habillé pour décrire le déplacement lumineux, la force dipolaire et le potentiel dipolaire.

2.1.1 Approche semi-classique

Lorsqu'un atome est placé dans un champ laser $\vec{E}(\vec{r}, t)$ oscillant à la fréquence ω_L , il apparaît sur l'atome un moment dipolaire électrique $\vec{d}(\vec{r}, t)$ oscillant à la même fréquence ω_L et proportionnel au champ laser :

$$\vec{d}(\vec{r}, t) = \alpha \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (2.1)$$

où α est la polarisabilité dynamique de l'atome.

Avec la notation complexe habituelle, on note le champ :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{u} \tilde{E}(\vec{r}) \exp(-i\omega_L t) + c.c \quad (2.2)$$

et le dipôle électrique :

$$\vec{d}(\vec{r}, t) = \vec{u} \tilde{d}(\vec{r}) \exp(-i\omega_L t) + c.c \quad (2.3)$$

où \vec{u} est le vecteur unitaire de polarisation du champ. L'amplitude complexe $\tilde{d}(\vec{r})$ du moment dipolaire est reliée à l'amplitude complexe du champ $\tilde{E}(\vec{r})$ par :

$$\tilde{d} = \alpha \tilde{E}(\vec{r}). \quad (2.4)$$

On montre, par un calcul perturbatif du premier ordre, que la polarisabilité (page 1310 de la réf. [93]) s'exprime en fonction de l'élément de matrice de la composante de l'opérateur dipolaire sur la polarisation \vec{u} du champ laser par :

$$\alpha_u(\omega_L) = \frac{2}{\hbar} \sum_e \frac{|\langle e | d_u | f \rangle|^2 \omega_e}{\omega_e^2 - \omega_L^2 - i\Gamma_{f,e}\omega_e} \quad (2.5)$$

où $|f\rangle$ est l'état fondamental, $|e\rangle$ un état excité de l'atome, $\Gamma_{f,e}$ (qu'on notera par la suite Γ pour simplifier) et ω_e sont respectivement la largeur naturelle et la fréquence de la transition atomique de l'état excité considéré. L'indice u représente les coordonnées x , y et z . La polarisabilité dynamique est un nombre complexe qui dépend de la fréquence du champ laser.

A très grand désaccord ($|\delta_L| = |\omega_L - \omega_e| \gg \Gamma$) on montre que la partie réelle de la polarisabilité, responsable des effets dispersifs de l'interaction est importante tandis que la partie imaginaire responsable des effets dissipatifs (émission spontanée, ...) peut être négligée. Sous cette condition, l'approche de l'atome à deux niveaux peut être utilisée pour calculer la partie réelle $Re(\alpha)$ et la partie imaginaire $Im(\alpha)$ de la polarisabilité dans le cas par exemple de la raie D_1 de l'atome de Rubidium 87 (Fig 3.3). Si de plus $|\delta_L| \ll \omega_e$ comme dans beaucoup d'expériences, on applique l'approximation du champ tournant qui permet d'écrire $\omega_L/\omega_e \approx 1$. Dans le cas de notre expérience ($\frac{|\delta_L|}{2\pi} \approx 100 \text{ THz}$ et $\frac{\omega_e}{2\pi} \approx 400$

THz), cette approximation introduit une correction de l'ordre de 25%, soit un terme antirésonnant de 12 %. Les parties réelle $Re(\alpha)$ et imaginaire $Im(\alpha)$ de la polarisabilité s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} Re(\alpha) &= -\frac{1}{\hbar} \frac{|\langle e|d_u|f\rangle|^2}{\delta_L} \\ Im(\alpha) &= \frac{1}{2\hbar} \frac{|\langle e|d_u|f\rangle|^2}{\delta_L^2} \Gamma. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Ces relations montrent qu'à très grand désaccord, $Im(\alpha)$ devient négligeable par rapport à $Re(\alpha)$.

Le potentiel d'interaction du moment dipolaire induit \vec{d} avec le champ laser \vec{E} est donné par :

$$U_{dip} = -\frac{1}{2} \left\langle \vec{d}(\vec{r}, t) \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) \right\rangle = -Re(\alpha) \cdot \left| \tilde{E}(\vec{r}) \right|^2 \quad (2.7)$$

où l'expression entre crochets est la moyenne temporelle et le facteur $\frac{1}{2}$ prend en compte le fait que le moment dipolaire est induit et non permanent. En remplaçant $Re(\alpha)$ et $\left| \tilde{E}(\vec{r}) \right|^2$, on peut écrire le potentiel U_{dip} en fonction de paramètres macroscopiques. En effet, l'intensité du champ laser $I(r)$ est reliée au champ par :

$$I(r) = 2\epsilon_0 c \left| \tilde{E}(\vec{r}) \right|^2 \quad (2.8)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide et c est la célérité de la lumière. La largeur naturelle Γ (correspondant au taux de décroissance spontanée du niveau excité) est reliée à l'élément de matrice du dipôle d entre l'état fondamental $|f\rangle$ et l'état excité $|e\rangle$ par :

$$\Gamma = \frac{\omega_e^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |\langle e|d|f\rangle|^2. \quad (2.9)$$

Des relations (2.6), (2.8) et (2.9), on déduit l'expression du potentiel dipolaire qui s'écrit :

$$U_{dip}(r) = \frac{\hbar\Gamma}{2} \frac{I(r)/I_{sat}}{4\delta_L/\Gamma} \quad (2.10)$$

où $I_{sat} = \frac{\pi c \hbar \Gamma}{3 \lambda_e^3}$ est l'intensité de saturation de la transition atomique avec λ_e la longueur d'onde associée à la fréquence de la résonance atomique.

Le potentiel donné par l'expression (2.10) est proportionnel à l'intensité du champ laser et inversement proportionnel au désaccord du laser. Son expression n'est pas valide pour $\delta_L = 0$ où l'approximation de grand désaccord utilisée n'est plus applicable. En fait, on montre que le potentiel dipolaire est nul pour un désaccord nul.

La force dipolaire $\vec{F}_{dip}(r)$ qui dérive du potentiel $U_{dip}(r)$ est alors :

$$\vec{F}_{dip}(r) = -\vec{\nabla} U_{dip}(r) = -\frac{\hbar\Gamma}{2} \frac{1}{4\delta_L/\Gamma} \vec{\nabla} \left(\frac{I(r)}{I_{sat}} \right). \quad (2.11)$$

Son expression montre que, si la fréquence du laser est en dessous de la fréquence de la résonance atomique (désaccord rouge, $\delta_L < 0$), les atomes seront attirés vers les régions d'intensité élevée du faisceau laser. Par contre au-dessus de la résonance atomique (désaccord bleu, $\delta_L > 0$), les atomes seront repoussés des zones d'intensité maximale.

La puissance dissipée P_{dis} par le dipôle est donnée par :

$$P_{dis} = \left\langle \dot{\vec{d}} \cdot \vec{E} \right\rangle = \frac{\omega_L}{\varepsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) \cdot I(r) \quad (2.12)$$

où $\dot{\vec{d}} = \frac{d}{dt} \vec{d}$.

Si on considère le faisceau laser comme un flux de photons d'énergie $\hbar\omega_L$, l'énergie dissipée peut être interprétée en terme de diffusion de photons comme des cycles d'absorption suivie de réémission spontanée. Le taux de diffusion γ_{sp} correspondant est donc :

$$\gamma_{sp} = \frac{P_{dis}}{\hbar\omega_L} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I(r)/I_{sat}}{4\delta_L^2/\Gamma^2}. \quad (2.13)$$

Il est à noter que le potentiel dipolaire est proportionnel à $\frac{I(r)}{\delta_L}$ tandis que le taux de diffusion varie comme $\frac{I(r)}{\delta_L^2}$. Lorsque le désaccord du laser est grand, le taux de diffusion devient négligeable. L'augmentation de l'intensité du laser et de son désaccord tel que $\frac{I(r=0)}{\delta_L} = 1$, permet de s'affranchir des effets dissipatifs tout en maintenant constantes les caractéristiques du potentiel créé par le faisceau laser. Ce résultat est très important dans le cadre des guides dipolaires car l'une des causes importantes des pertes est due aux effets dissipatifs (émission spontanée principalement). C'est pourquoi nous évaluerons tout au long de ce manuscrit la valeur du taux de diffusion. La description des autres pertes du guide sera donnée au paragraphe 2.2.4.

2.1.2 Approche de l'atome habillé

Le mouvement d'un atome dans un champ laser intense basé sur l'approche de l'atome habillé qui consiste à prendre comme système d'étude le système combiné "atome-champ laser" donne dans beaucoup de cas une image physique claire des effets à considérer [26] [101].

2.1.2.1 Déplacement lumineux

L'interaction entre un atome et une lumière laser proche de la résonance atomique ne conduit pas seulement à une transition entre les niveaux d'énergie atomique mais aussi à un déplacement des niveaux d'énergies appelé le déplacement lumineux. Nous rappellerons tout d'abord l'approche de l'atome habillé. Nous utiliserons ensuite les résultats pour calculer le déplacement lumineux dans notre cas, puis la force dipolaire.

On considère dans ce traitement un champ laser monomode de fréquence ω_L . Dans cette hypothèse le Hamiltonien H_L du mode laser est :

$$H_L = \hbar\omega_L \left(\hat{a}^+ \hat{a} + \frac{1}{2} \right) \quad (2.14)$$

où \hat{a}^+ et \hat{a} sont respectivement les opérateurs de création et d'annihilation des photons du laser. Les états propres $|N\rangle$ du Hamiltonien H_L satisfont l'équation aux valeurs propres

$$H_L |N\rangle = \hbar \left(N + \frac{1}{2}\right) |N\rangle \quad (2.15)$$

et décrivent l'état du champ avec N photons dans le mode.

On considère également dans cette approche un atome comme un système quantique à deux niveaux avec $|f\rangle$ son état fondamental et $|e\rangle$ son état excité. le Hamiltonien H_A de l'atome peut alors être décrit par

$$H_A = \hbar\omega_e |e\rangle \langle e| \quad (2.16)$$

qui a pour états propres l'état $|f\rangle$ et l'état $|e\rangle$ d'énergie respective 0 et $\hbar\omega_e$ avec ω_e la fréquence de la transition $|f\rangle \rightarrow |e\rangle$.

Si on néglige le couplage entre l'atome et le champ, les états propres du système global décrit par le Hamiltonien $H_A + H_L$ sont caractérisés par les états atomiques (f ou e) et le nombre N de photons dans le champ. Les niveaux d'énergie forment des multiplicités séparées par $\hbar\omega_L$, chacune contenant deux états de la forme $|f, N + 1\rangle$ et $|e, N\rangle$, distants de $\hbar \delta_L$ (on suppose $\delta_L \ll \omega_e$ et ω_L).

En présence d'interaction atome-laser, dans l'approximation dipolaire, le Hamiltonien d'interaction V_{AL} s'écrit :

$$V_{AL} = -\hat{d} \cdot \hat{E}(\vec{r}) \quad (2.17)$$

où \hat{d} est l'opérateur moment dipolaire électrique de l'atome et $\hat{E}(\vec{r})$ est l'opérateur champ électrique du laser, pris au point \vec{r} où se trouve l'atome.

Si on suppose que le couplage entre deux états de multiplicités différentes est négligeable alors l'interaction ne couple que les états à l'intérieur d'une même multiplicité avec l'élément de matrice :

$$\langle e, N | V_{AL} | f, N + 1 \rangle = \frac{\hbar\Omega_R(\vec{r})}{2} \quad (2.18)$$

où $\Omega_R(\vec{r}) = \frac{\langle e|\hat{d}\cdot\hat{E}(\vec{r})|f\rangle}{\hbar}$ est la fréquence de Rabi qui caractérise l'intensité du couplage entre l'atome et l'onde laser. Après la résolution du problème, réduit à chaque multiplicité (matrice 2×2), on obtient deux états perturbés qu'on note $|1(N)\rangle$ et $|2(N)\rangle$. Ces états sont séparés par une énergie de

$$\hbar\Omega(\vec{r}) = \hbar\sqrt{\delta_L^2 + \Omega_R^2(\vec{r})} \quad (2.19)$$

où $\Omega(\vec{r})$ est la fréquence de Rabi généralisée.

Cette modification des niveaux d'énergie atomique induit par l'interaction de l'atome avec la lumière laser s'appelle le déplacement lumineux. C'est l'analogie du déplacement Stark ordinaire qui est associé à l'énergie de polarisation statique de l'atome dans un champ électrique statique.

L'énergie des états habillés s'écrit :

$$\begin{aligned} E_{1N} &= \hbar\omega_L(N+1) - \frac{\hbar\delta_L}{2} + \frac{\hbar\Omega(\vec{r})}{2} \\ E_{2N} &= \hbar\omega_L(N+1) - \frac{\hbar\delta_L}{2} - \frac{\hbar\Omega(\vec{r})}{2} \end{aligned} \quad (2.20)$$

2.1.2.2 Force dipolaire

La force dipolaire est liée au gradient de l'intensité du champ laser. Si on considère un atome plongé dans un champ laser variant spatialement, dans le traitement de l'atome habillé, la fréquence de Rabi $\Omega_R(\vec{r})$ qui dépend de la position \vec{r} de l'atome varie aussi dans l'espace. De même, l'écart entre les deux états habillés d'une même multiplicité varie spatialement et donc leur énergie également.

Dans l'hypothèse où l'émission spontanée (responsable des transitions entre les états de multiplicités différentes) et la transition entre les états d'une même multiplicité puissent être négligées, si le système est initialement dans l'état $|1(N)\rangle$ ou $|2(N)\rangle$ il évolue alors dans le même état $|1(N)\rangle$ ou $|2(N)\rangle$. Dans ce cas l'énergie des états habillés peut être considérée comme l'énergie potentielle de l'atome dans un champ laser.

L'atome est donc soumis à une force

$$\vec{F}_1 = -\frac{\hbar \vec{\nabla} \Omega(\vec{r}')}{2} \quad (2.21)$$

s'il est dans le niveau $|1(N)\rangle$ et à une force

$$\vec{F}_2 = \frac{\hbar \vec{\nabla} \Omega(\vec{r}')}{2} \quad (2.22)$$

s'il est dans le niveau $|2(N)\rangle$.

Pour prendre en compte les transitions possibles entre les états d'une même multiplicité ou de multiplicités différentes, on fait la moyenne des forces \vec{F}_1 et \vec{F}_2 , pondérées par les populations réduites stationnaires respectives π_1^{st} et π_2^{st} relatives aux états habillés [19] :

$$\langle \vec{F}_{dip} \rangle = \vec{F}_1 \pi_1^{st} + \vec{F}_2 \pi_2^{st} = \vec{F}_1 (\pi_1^{st} - \pi_2^{st}) \quad (2.23)$$

où $\pi_1^{st} = \frac{s^4}{c^4 + s^4}$ et $\pi_2^{st} = \frac{c^4}{c^4 + s^4}$

avec $c = \cos \theta$, $s = \sin \theta$ et l'angle θ définie par $\tan 2\theta = -\frac{\Omega_R(\vec{r}')}{\delta_L}$.

Dans la limite d'un grand désaccord $\delta_L \gg \Omega_R(\vec{r}') \gg \Gamma$, l'angle $\theta \simeq -\frac{\Omega_R(\vec{r}')}{2\delta_L}$ est très petit et le développement limité de $\pi_1^{st} - \pi_2^{st}$ et de $\Omega(\vec{r}')$ donne :

$$\langle \vec{F}_{dip} \rangle = -\frac{\hbar \vec{\nabla} \Omega_R^2(\vec{r}')}{4\delta_L} \quad (2.24)$$

qui est la force dipolaire moyenne subie par un atome dans un champ laser inhomogène spatialement et très désaccordé de la transition atomique. Elle dérive d'une quantité définie à une constante près qui est donc le potentiel dipolaire d'interaction U_{dip} de l'atome avec le champ laser :

$$U_{dip} = \frac{\hbar \Omega_R^2(\vec{r}')}{4\delta_L} \quad (2.25)$$

Introduisons quelques relations qui nous seront utiles dans la description de l'effet de la force dipolaire sur l'atome. La fréquence de Rabi $\Omega_R(\vec{r})$ est reliée à l'intensité du champ laser $I(\vec{r})$ par :

$$\Omega_R(\vec{r}) = \Gamma \sqrt{\frac{I(\vec{r})}{2 I_{sat}}} \quad (2.26)$$

où I_{sat} est l'intensité de saturation de la transition (voir paragraphe 2.1.1) qui dépend de la largeur naturelle de la transition Γ et de sa longueur d'onde λ_e [38].

L'expression du potentiel dipolaire en fonction de l'intensité du champ laser s'écrit donc :

$$U_{dip} = \frac{\hbar \Gamma}{2} \times \frac{I(\vec{r})/I_{sat}}{4.\delta_L/\Gamma} \quad (2.27)$$

et celle de la force dipolaire en fonction de l'intensité du champ laser s'écrit :

$$\langle \vec{F}_{dip} \rangle = -\frac{\hbar \Gamma}{2} \times \frac{1}{4.\delta_L/\Gamma} \times \vec{\nabla} \left(\frac{I(\vec{r})}{I_{sat}} \right) \quad (2.28)$$

On retrouve les mêmes expressions de la force et du potentiel dipolaires que dans l'approche semi-classique.

L'expression de la force dipolaire montre que pour un désaccord du laser vers le rouge de la transition atomique ($\delta_L < 0$), l'atome est attiré vers les régions de haute intensité. En revanche pour un désaccord du laser vers le bleu ($\delta_L > 0$), l'atome est expulsé des zones de haute intensité vers les zones de faible intensité.

Remarque : Dans le cas d'un atome à plusieurs niveaux, si on se met sous la condition de très grand désaccord du laser inhomogène spatialement et si δ_L est très grand par rapport aux écarts fins et que la transition électronique est de type $S \rightarrow P$, alors les niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome sont déplacés ensemble de la même quantité d'énergie. L'atome est donc soumis à la même force dipolaire quelque soit le niveau hyperfin de l'état fondamental dans lequel il se trouve.

2.2 GUIDE DIPOLAIRE REALISE AVEC UN FAISCEAU LASER DE MODE TEM_{00}

Cette partie est consacrée à l'analyse détaillée du guide dipolaire réalisé avec un faisceau laser de mode TEM_{00} . On traite le cas d'un faisceau de fréquence ω_L inférieure à la fréquence ω_e de la résonance atomique ($\delta_L < 0$). Dans un premier temps on fera la description du guide. On étudiera dans un second temps l'interaction du guide avec un nuage d'atomes refroidis. Cette étude sera réalisée en absence et en présence d'équilibre thermodynamique car dans certaines expériences les collisions entre les atomes peuvent conduire à une thermalisation du nuage atomique dans le guide. Il est donc instructif d'étudier et de comparer ces deux états thermodynamiques.

2.2.1 Description du faisceau laser de mode TEM_{00}

Le faisceau laser utilisé pour réaliser le guide expérimental est supposé monomode, avec une distribution spatiale de l'intensité du faisceau laser de mode TEM_{00} et se propageant suivant l'axe vertical z . Son intensité s'écrit :

$$I(r, z) = \frac{2 P}{\pi w^2(z)} \exp\left(-\frac{2 r^2}{w^2(z)}\right) \quad (2.29)$$

où $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ est la coordonnée radiale, P la puissance du laser, $w(z)$ le rayon à $1/e^2$ du faisceau laser et vaut :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (2.30)$$

où w_0 le rayon minimum est appelé le col (ou le waist) du faisceau et $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_L}$ est la moitié de la longueur de la zone de Rayleigh avec λ_L la longueur d'onde du laser. La zone de Rayleigh donne la dimension longitudinale du faisceau sur laquelle le faisceau peut être considéré comme étant quasi parallèle.

Remarque : Dans le cas d'un faisceau réel la zone de Rayleigh est définie par $z_R = \frac{\pi w_0^2}{M^2 \lambda_L}$ où $M^2 \geq 1$ est une constante qui rend compte de la qualité du faisceau. Pour un faisceau parfaitement gaussien $M^2 = 1$.

2.2.2 Caractéristiques du guide

Nous utilisons dans notre expérience un laser Nd :YAG de mode TEM_{00} , très désaccordé vers le rouge de la resonance atomique $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ (raie D_1 , $\frac{\delta_L}{\Gamma} = -1.62 \times 10^7$) et $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ (raie D_2 , $\frac{\delta_L}{\Gamma} = -1.74 \times 10^7$) du Rubidium 87. La longueur d'onde du laser est de $1.064 \mu\text{m}$ et délivre une puissance de 15 W. Le faisceau laser est focalisé (avec un waist w_0 typiquement de 0.1 mm) en dessous du nuage d'atomes froids et dirigé selon l'axe vertical z . Cette configuration du faisceau laser de guidage sera admise dans toute la suite.

2.2.2.1 Puits

Dans le cas d'un faisceau laser de mode TEM_{00} très désaccordé vers le rouge de la transition atomique et se propageant suivant l'axe vertical z , le potentiel dipolaire créé s'écrit, avec l'origine des énergies prise en $r = 0$,

$$U_{dip}(r, z) = U_0(z) \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{2 r^2}{w^2(z)}\right) \right) \quad (2.31)$$

où

$$U_0(z) = \hbar \Gamma \frac{1}{|\delta_L| / \Gamma} \frac{P / I_{sat}}{4\pi w^2(z)} \quad (2.32)$$

est son amplitude, de valeur positive. Cette amplitude change le long du faisceau. Le tracé du potentiel à une cote z du faisceau montre qu'on a un puits de potentiel de profondeur $U_0(z)$ (Fig. 2.1). L'unité qu'on utilise pour définir la profondeur du puits est le micro-Kelvin (μK) qui s'exprime comme $10^{-6} \times \frac{\text{Joule}}{k_B}$, avec $k_B = 1.38066 \times 10^{-23}$ Joule/K la constante de Boltzmann.

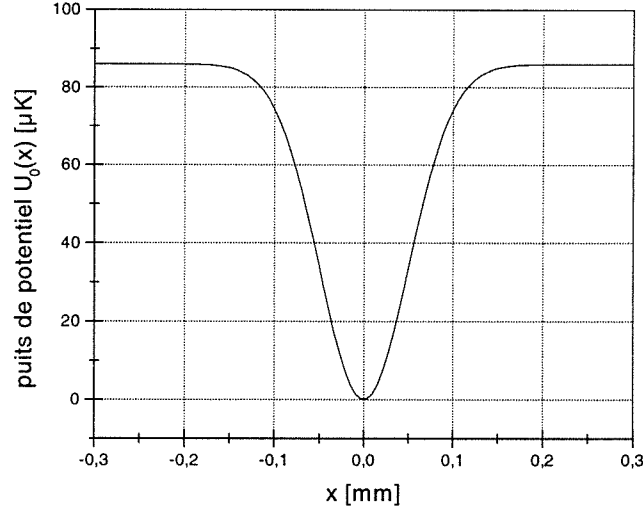


FIG. 2.1: *Tracé du puits de potentiel dipolaire créée à la cote $z = 0$ au col du faisceau laser Nd :YAG focalisé, de désaccord $\delta_L = -10^7 \Gamma$, de puissance 15 W et de waist $w_0 = 0.1 \text{ mm}$.*

Au voisinage du centre du puits, le potentiel peut être approximé par un potentiel harmonique.

2.2.2.2 Approximation harmonique

Au fond du puits ($r \ll w$) à une cote z_c du faisceau, le potentiel est harmonique et s'exprime comme :

$$U_{dip}(r) = U_0(z_c) \frac{2 r^2}{w^2(z_c)}. \quad (2.33)$$

Si ω_r est la pulsation propre radiale associée, alors

$$m\omega_r^2 = \frac{4U_0(z_c)}{w^2(z_c)} \quad (2.34)$$

et la fréquence radiale ν_r correspondante est :

$$\nu_r = \frac{1}{\pi w(z_c)} \sqrt{\frac{U_0(z_c)}{m}}. \quad (2.35)$$

Pour calculer la fréquence d'oscillation selon la direction verticale, on se met sur l'axe z du faisceau ($r = 0$) et au voisinage de son col ce qui correspond à $z \ll z_R$. Telle que l'origine du potentiel a été définie initialement (2.31), le potentiel est nul pour $r = 0$, quelle que soit la valeur de z . Pour éviter cette singularité, on redéfinit une nouvelle origine des énergies telle que $U(r, z) = 0$ pour $r = z = \infty$. Dans ce cas le potentiel s'écrit : $U(r, z) = -U_0(z) \exp(-\frac{2r^2}{w^2(z)})$. Sous ces conditions, l'expression du potentiel dipolaire peut être développée en puissance de z et s'écrire au premier ordre comme :

$$U_{dip}(r = 0, z) = -U_0(z = 0) \left(1 - \frac{\lambda_L^2}{\pi^2 w_0^4} z^2\right). \quad (2.36)$$

On obtient un puits de potentiel harmonique défini à une constante additive près $-U_0(z = 0)$ et de pulsation :

$$\omega_z = \frac{\sqrt{2}\lambda_L}{\pi w_0^2} \sqrt{\frac{U_0(z = 0)}{m}}. \quad (2.37)$$

On en déduit la fréquence d'oscillation ν_z selon la direction verticale qui s'écrit :

$$\nu_z = \frac{\lambda_L}{\sqrt{2}\pi^2 w_0^2} \sqrt{\frac{U_0(z = 0)}{m}}. \quad (2.38)$$

Elle est plus faible que la fréquence radiale d'un facteur $\frac{\sqrt{2}\pi w_0}{\lambda_L}$ au voisinage du foyer du col du faisceau, pour un faisceau parfaitement gaussien.

Dans le cas de l'atome de ^{87}Rb ($\frac{\Gamma}{2\pi} = 5.9$ MHz, $I_{sat} = 1.62$ mW/cm²) et d'un faisceau laser focalisé ($w_0 = 0.1$ mm) de puissance 15 W, de longueur d'onde 1.064 μm et de désaccord à résonance $\delta_L = -1.62 \cdot 10^7$ Γ par rapport à la raie D₁ et $\delta_L = -1.74 \cdot 10^7$ Γ par rapport à la raie D₂, on a au col du faisceau : $U_0 = 86$ μK , $\nu_r = 290$ Hz et $\nu_z = 0.7$ Hz $\ll \nu_r$.

2.2.3 Conditions de guidage

2.2.3.1 Cas du faisceau parallèle

Dans l'hypothèse d'un faisceau laser parallèle, la taille w du faisceau ne dépend pas de z et reste donc constante. On peut faire cette hypothèse par exemple au voisinage du col du faisceau, à l'intérieur de la zone de Rayleigh où la taille du faisceau est quasi constante. Le potentiel est alors indépendant de z et son amplitude U_0 est constante le long du faisceau laser. Il en résulte que les forces qui dérivent du potentiel n'agissent que dans les directions perpendiculaires à l'axe du faisceau laser.

Un atome dans le puits de potentiel ne peut être guidé que si son énergie E_t dans le plan xOy est inférieure à la profondeur U_0 du puits, soit :

$$E_t = E_{ct} + U(r) \leq U_0 \quad (2.39)$$

où E_{ct} est l'énergie cinétique dans le plan xOy de l'atome et $U(r)$ son énergie potentielle à la position r . Autrement dit, l'atome doit se trouver dans le volume de l'espace des phases délimité par le guide. Cette condition peut s'écrire :

$$E_{ct} \leq U_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right) . \quad (2.40)$$

Elle exprime qu'un atome est guidé si son énergie cinétique dans le plan xOy est inférieure à la hauteur du puits de potentiel à la position \vec{r} de l'atome dans le puits.

2.2.3.2 Cas du faisceau focalisé

Si on veut réaliser un guide, il faut éviter de piéger les atomes selon les trois directions de l'espace, ce qui se produit avec un faisceau laser très focalisé près du piège atomique. Lorsque le faisceau est focalisé, il apparaît en plus des forces transversales, une force longitudinale qui tend à confiner les atomes au col du faisceau laser. La condition de guidage s'écrit :

$$E_t = E_{c_t} + U(r, z_c) \leq U_0(z_c) \quad (2.41)$$

où $U(r, z_c)$ et $U_0(z_c)$ sont respectivement l'énergie potentielle de l'atome à la position r et la profondeur du puits, à la côte z_c du faisceau laser.

On suppose que les atomes sont initialement quasi-immobiles autour de l'altitude z_c . Pour qu'un atome d'énergie E_t satisfaisant à la condition de guidage (2.41) puisse être guidé sans être piégé au col du guide [63], il faut que l'énergie cinétique acquise par la chute dans le champ de gravité dépasse l'énergie de piégeage verticale. Autrement dit, il faut que la position d'équilibre Z_{eq} de l'atome dans le guide satisfasse à la relation :

$$Z_{eq} > \frac{U_0(h)}{mg} + h \quad (2.42)$$

où $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ est la valeur du champ de gravité à Paris, h est la distance entre la position du col du guide et la position initiale de l'atome à l'entrée du guide, m est la masse de l'atome et $U_0(h)$ est la profondeur du puits de potentiel en l'endroit de la position initiale de l'atome.

2.2.3.3 Efficacité du guide

2.2.3.3.1 Taux de piégeage des atomes dans le guide On désire dans ce paragraphe calculer le nombre d'atomes piégés dans le guide. Si le guide est parallèle, le problème se réduit à deux dimensions (2D) dans le plan $x0y$. Dans le cas du guide non parallèle (focalisé), suivant la taille du piège initiale (typiquement inférieure à 1 mm), le faisceau laser peut être considéré comme parallèle à la position du piège. Dans notre expérience la variation de la taille du faisceau laser au niveau du piège initial est de l'ordre de quelques pourcents et peut être considéré comme étant parallèle en l'endroit du piège. On peut donc traiter aussi le problème à 2D dans la configuration du guide focalisé. Lorsque le guide est allumé soudainement, les atomes de la mélasse sont soumis à des forces non dissipatives. Un atome sera piégé dans le guide si et seulement si son

énergie vérifie la condition de guidage (2.40). On part donc d'un échantillon d'atomes hors d'équilibre thermodynamique dans le guide. Cet échantillon contient initialement N_0 atomes à la température T_0 et son rayon à $1/e^2$ est noté σ_0 . Sa densité dans l'espace des phases $P(r, p)$ s'écrit alors :

$$P(r, p) = \frac{N_0}{2\pi m k_B T_0} \cdot \exp\left(-\frac{p^2}{2m k_B T_0}\right) \times \frac{1}{\frac{\pi}{2} \cdot \sigma_0^2} \exp\left(-\frac{2 r^2}{\sigma_0^2}\right) \quad (2.43)$$

Si le guide est centré sur le nuage d'atomes, le nombre d'atomes capturés N_c est la partie d'atomes de l'espace des phases qui satisfait la condition de guidage, soit :

$$N_c = \int dx dy \int dp_x dp_y P(x, y, p_x, p_y) \quad \text{avec} \quad \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m} < U_0 \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right). \quad (2.44)$$

Le guide étant à symétrie cylindrique, on utilise les coordonnées polaires et l'intégrale s'écrit :

$$N_c = N_0 \int_0^\infty 2\pi r dr \frac{1}{\frac{\pi}{2} \cdot \sigma_0^2} \exp\left(-\frac{2 r^2}{\sigma_0^2}\right) \int_0^{P_m(r)} \frac{1}{2\pi m k_B T_0} \cdot \exp\left(-\frac{p^2}{2m k_B T_0}\right) 2\pi p dp \quad (2.45)$$

avec $P_m(r) = \sqrt{2m U_0 \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2}\right)}$.

L'intégration sur la variable p donne :

$$N_c = N_0 \int_0^\infty \frac{1}{\frac{\pi}{2} \cdot \sigma_0^2} \exp\left(-\frac{2 r^2}{\sigma_0^2}\right) \times \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{U_0 \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2}\right)}{k_B T_0}\right) \right\} 2\pi r dr. \quad (2.46)$$

La proportion d'atomes piégés vaut pour un puits gaussien,

$$\frac{N_c}{N_0} = \int_0^\infty \frac{1}{\frac{\pi}{2} \cdot \sigma_0^2} \exp\left(-\frac{2 r^2}{\sigma_0^2}\right) \times \left\{ 1 - \exp\left(-a_0 \cdot \exp\left(-\frac{2 r^2}{w^2}\right)\right) \right\} 2\pi r dr \quad (2.47)$$

où $a_0 = \frac{U_0(z_c)}{k_B T_0}$ est le rapport de la profondeur du puits à l'énergie cinétique des atomes hors d'équilibre dans le puits.

Cette intégrale n'a pas de solution analytique pour $\frac{\sigma_0}{w}$ différent d'un nombre entier. Ce cas se rencontre souvent dans notre expérience. On étudie donc le problème pour toute

valeur de $\frac{\sigma_0}{w}$. On a calculé numériquement le taux de piégeage $\frac{N_c}{N_0}$ des atomes à l'entrée du guide en fonction de la taille w du guide (la taille du nuage atomique σ étant fixée), pour des atomes de ^{87}Rb à $T_0 = 9 \mu\text{K}$ et un faisceau laser de guidage de puissance 15 W (Fig 2.2). Les courbes montrent dans ce cas que le taux maximum de capture est obtenu

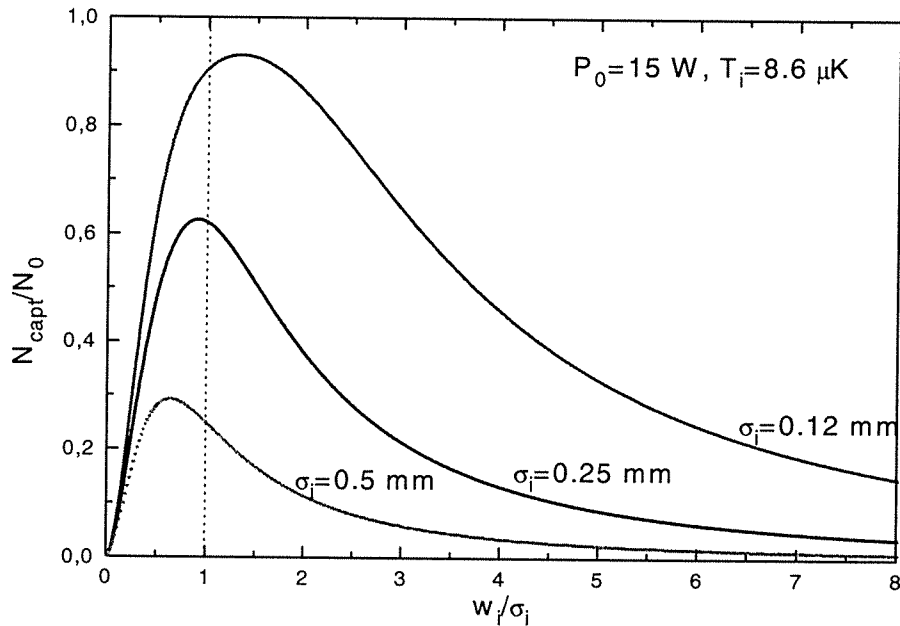


FIG. 2.2: Tracé du taux de piégeage des atomes à l'entrée du guide en fonction du rapport : w/σ_0 , où w est la taille du guide. Les courbes sont tracées pour un faisceau laser de guidage de puissance 15 W , et un nuage atomique de taille σ_0 à $9 \mu\text{K}$. La droite verticale en pointillée donne la position pour la quelle $w/\sigma_0 = 1$.

pour un guide de taille proche de celle du nuage atomique.

L'analyse des cas limites où la valeur du paramètre a_0 est très grande ou très petite devant 1 donne :

1^{er} cas : $a_0 \gg 1$

Ce cas correspond à un puits de potentiel très profond ou/et à une température initiale des atomes très basse. Le terme $\exp\left(-a_0 \times \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right)\right)$ peut être négligé devant 1. L'intégrale s'écrit alors :

$$\frac{N_c}{N_0} = \int_0^\infty \frac{1}{\frac{\pi}{2} \cdot \sigma_0^2} \exp\left(-\frac{2 r^2}{\sigma_0^2}\right) 2\pi r dr = 1. \quad (2.48)$$

Le résultat indique que sous cette condition, les atomes du piège sont tous capturés dans le guide.

En pratique on ne peut pas augmenter la profondeur du puits U_0 sans réduire sa taille w car la puissance du laser est finie. Avec un puits de taille $w = 100 \mu m$ et la température des atomes à $9 \mu K$, on peut réaliser $a_0 \simeq 10$, mais en retour $w < \sigma_0$ car $\sigma_0 \simeq 0.5 mm$ dans notre expérience. Par contre avec des atomes beaucoup plus froids, par exemple les atomes d'un condensat où la température du nuage atomique est de l'ordre d'une centaine de nK , on peut remplir cette condition expérimentalement. On peut obtenir à la fois un a_0 très grand avec une taille du puits plus grande que celle du nuage atomique.

2^{em} cas : $a_0 \ll 1$.

C'est l'exemple d'un puits peu profond ou/et d'un nuage d'atomes à température élevée. Le développement limité de l'expression à intégrer, puis de son intégration s'écrit :

$$\frac{N_c}{N_0} = \int_0^\infty \frac{1}{\frac{\pi}{2} \cdot \sigma_0^2} \exp\left(-\frac{2 r^2}{\sigma_0^2}\right) \times a_0 \exp\left(-\frac{2 r^2}{w^2}\right) 2\pi r dr = a_0 \frac{w^2}{\sigma_0^2 + w^2}. \quad (2.49)$$

Le taux de piégeage des atomes est égal au produit du paramètre a_0 qui très petit devant 1, avec un terme qui s'exprime en fonction de la taille du puits de potentiel w et de celle du piège initial σ_0 . Il importe donc de discuter les cas limites de ce terme pour avoir l'allure générale du taux de capture.

- Si $w \gg \sigma_0$, les atomes sont pratiquement tous dans le puits. On trouve que :

$$\frac{N_c}{N_0} = a_0 \ll 1. \quad (2.50)$$

Le taux de piégeage des atomes est très faible.

- si $w \ll \sigma_0$, on obtient :

$$\frac{N_c}{N_0} = a_0 \frac{w^2}{\sigma_0^2} \ll 1 \quad (2.51)$$

Le taux de piégeage reste toujours très faible. Comme on pouvait s'y attendre, le taux de piégeage est très faible pour un puits de profondeur très inférieure à l'énergie cinétique des atomes, et ce quel que soit le taux de recouvrement $\frac{\sigma_0}{w}$ du piège par le guide.

2.2.3.3.2 Densité spatiale du nuage d'atomes piégés La quantité d'atomes piégés N_c s'exprime en fonction de la densité spatiale $n(r)$ à 2D par la relation :

$$N_c = \int n(r) d^2 \vec{r}. \quad (2.52)$$

De la relation (2.47) on déduit la densité $n(r)$:

$$n(r) = \frac{N_0}{\frac{\pi}{2} \cdot \sigma_0^2} \cdot \exp\left(-\frac{2 r^2}{\sigma_0^2}\right) \left(1 - \exp\left(-a_0 \cdot \exp\left(-\frac{2 r^2}{w^2}\right)\right)\right). \quad (2.53)$$

Son tracé numérique est donné dans la figure 2.3. Lorsque les atomes du piège sont initialement au fond du puits ($d = \frac{\sigma_0}{w} \ll 1$), on observe que quelle que soit la profondeur du puits, la largeur de la densité spatiale des atomes capturés ne varie pas et est égale à celle du nuage atomique (Fig 2.3 (a)). Par contre cette largeur augmente continûment avec la profondeur du puits pour les atomes d'un piège dont la taille est de l'ordre ou supérieure à la taille du puits (Fig 2.3 (b), 2.3 (c) et 2.3 (d)).

Dans les cas limites l'expression (2.53) devient :

1^{er} cas: $a_0 \ll 1$

On peut effectuer un développement limité de l'expression de la densité qui donne :

$$n(r) = \frac{N_0}{\frac{\pi}{2} \cdot \sigma_0^2} \times a_0 \times \exp\left(-2 \cdot \left(\frac{1}{\sigma_0^2} + \frac{1}{w^2}\right) r^2\right). \quad (2.54)$$

La distribution spatiale des atomes capturés est une gaussienne de largeur Δ issue de la convolution de deux gaussiennes : celle du guide et celle de la répartition initiale des atomes

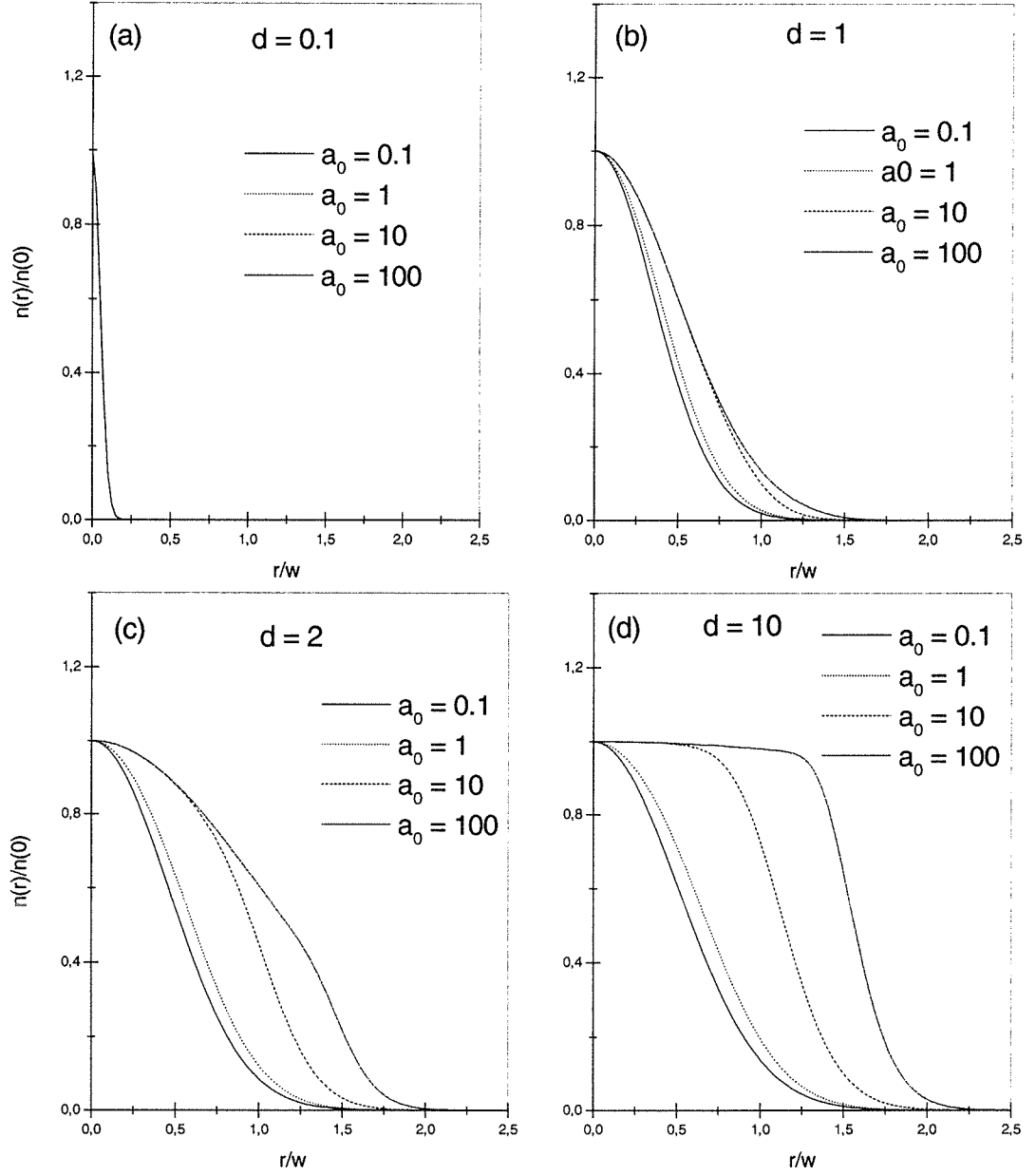


FIG. 2.3: Représentation de la densité spatiale ($\frac{n(r)}{n(0)}$) des atomes capturés initialement dans le guide dipolaire et hors d'équilibre thermodynamique pour différentes tailles du piège optique ($d = \frac{\sigma_0}{w}$). $n(0) = \frac{N_0}{\frac{\pi}{2}\sigma_0^2} \times \frac{1}{1-\exp(-a_0)}$ est la densité au centre pour $r = 0$ et permet de normaliser à 1 la densité au centre.

$$\Delta = \frac{\sigma_0 w}{\sqrt{\sigma_0^2 + w^2}}. \quad (2.55)$$

Si $\sigma_0 \gg w$, alors la largeur de la distribution de la densité coïncide avec celle du puits et vaut w . C'est comme si on remplissait le puits avec une densité initiale uniforme.

Dans le cas contraire où $\sigma_0 \ll w$, la largeur de la densité est celle du nuage atomique du piège, σ_0 .

2^{em} cas : $a_0 \gg 1$

Le terme $\exp(-a_0)$ est négligeable par rapport à 1 et la densité s'écrit :

$$n(r) = \frac{N_0}{\frac{\pi}{2} \cdot \sigma_0^2} \times \exp\left(-\frac{2 r^2}{\sigma_0^2}\right) \times \left\{ 1 - \exp\left(-a_0 \cdot \exp\left(-\frac{2 r^2}{w^2}\right)\right) \right\}. \quad (2.56)$$

Lorsque la taille du nuage est petite devant celle du guide ($w \gg \sigma_0, r$), la largeur de la distribution $n(r)$ est égale à celle du nuage σ_0 .

On obtient que pour un nuage d'atomes de taille très petite par rapport à la taille du guide, la largeur de la distribution spatiale des atomes capturés dans le guide est la même que celle du piège, et ce, quelle que soit la profondeur du puits de potentiel et la température du nuage initial (Fig 2.3 (a)).

Il est important de noter que la densité des atomes piégés dans le guide initialement est différente de la densité ultérieure des atomes dans le guide en général, notamment dans le cas d'un guide dipolaire focalisé où elle varie nettement et devient maximale au col du faisceau laser de guidage.

2.2.4 Pertes du guide dipolaire

Les pertes du guide concernent les atomes qui sont piégés dans le guide à l'allumage du laser, puis s'échappent du guide lors du trajet. Il est important dans notre expérience de les évaluer si on désire guider les atomes sur une grande distance par exemple de l'ordre de 30 *cm*. Il existe deux effets conduisant à ces pertes :

- Les collisions des atomes guidés avec les atomes de rubidium à la température ambiante dans la cellule. Cet effet est considérablement réduit en travaillant dans une enceinte à vide à très basse pression. En dessous de 10^{-9} *mbar* le taux de collision est de l'ordre de 0.3 s^{-1} pour les atomes de rubidium 87. Cette valeur n'inclut pas les collisions entre les atomes guidés qui devraient être quasi-inexistantes car la densité des atomes dans le guide est faible, moins de $10^{11} \text{ atomes/cm}^3$.

- Les effets de chauffage dus à l'émission spontanée des atomes guidés durant leur chute. La grande valeur du désaccord à résonance δ_L du laser (environ $10^7 \Gamma$ avec le laser Nd : Yag) rend négligeable le taux d'émission spontanée des atomes dans le guide (2.13), qui est dans les conditions de notre expérience de 0.1 photon/s à l'entrée du guide, de 1 photon/s au foyer du faisceau et de 0.01 photon/s à $z = 30 \text{ cm}$. En somme durant la chute des atomes sur une distance de 30 cm correspondant à un temps de guidage de 0.25 s , ils émettent moins de 0.18 photons . Le chauffage dû à l'émission spontanée des atomes guidés est donc négligeable.

D'autres effets moins importants pourraient entraîner aussi des pertes dans le guide :

- L'excitation multiphotonique résonnante [38] qui est un processus non-linéaire, apparaît lorsque la fréquence du laser mono-mode par exemple est un sous-multiple de la fréquence de la transition atomique. Autrement dit, si la longueur d'onde du laser est un nombre entier de fois la longueur d'onde de la résonance atomique.

- Le processus de photoassociation qui existe en cas de densité importante d'atomes, conduit à la formation de molécules de grande élongation [22] qui ne sont pas piégées dans le guide.

- L'ionisation des atomes par une cascade d'absorption de photons. Les atomes ionisés ne sont pas guidés.

2.2.5 Condition d'adiabaticité

Lorsque le faisceau est focalisé le puits de potentiel change le long du guide. Les atomes durant leur chute peuvent suivre adiabaticquement ou non les variations du potentiel, selon

que celles-ci sont grandes ou faibles. On se propose d'évaluer la condition du suivi adiabatique pour les atomes localisés au voisinage du centre du faisceau ($\bar{r} \ll 1$). Considérons le potentiel harmonique dans cette région :

$$U(\bar{r}) = m \omega^2(z) r^2 \quad (2.57)$$

où $\omega(z) = \frac{2}{w(z)} \sqrt{\frac{U_0(z)}{m}}$ est la fréquence radiale des atomes dans le puits.

Dans ce cas, la condition d'adiabaticité est exprimée par :

$$\left| \frac{\partial \omega(z)}{\partial t} \right| < \frac{\omega^2(z)}{2\pi}. \quad (2.58)$$

La fréquence $\omega(z)$ dépend du temps via la variable de position $z = \frac{1}{2}gt^2$ où g est le champ de gravité. Cette condition est vérifiée dans le choix de notre configuration pour z inférieur à 25 cm. Néanmoins à cause de leur faible vitesse verticale, les atomes suivent adiabaticquement les variations du potentiel sur 30 cm. Le suivi adiabatique empêche tout échange d'énergie entre les atomes dans le guide et le faisceau laser qui sert à faire le guide, ce qui permet donc de les garder dans le guide. En revanche en cas de suivi diabatique, les atomes échangent de l'énergie avec le faisceau laser. Cette énergie peut permettre à certains atomes initialement guidés de sortir du guide et d'être perdus.

2.2.6 Atomes à l'équilibre thermodynamique dans le puits à deux dimensions

On se propose dans ce paragraphe de décrire le puits de potentiel et la densité spatiale des atomes dans le guide par la statistique de Maxwell-Boltzmann dans l'hypothèse où les atomes dans le puits seraient en équilibre thermodynamique. Bien que les collisions atomiques conduisant à une thermalisation du nuage guidé restent faibles, la comparaison des prédictions de cette seconde approche avec celle faite hors d'équilibre (voir 2.2.3.3) est instructif dans l'analyse des résultats expérimentaux. On suppose que l'échantillon de

N atomes piégés est à l'équilibre thermodynamique à la température T. Pour calculer la densité spatiale des atomes dans le puits, il nous faut d'abord calculer la densité d'états dans le puits.

2.2.6.1 Densité d'états dans le puits à deux dimensions

On traite le problème à 2 dimensions. La densité d'états d'énergie ε est donnée par $\rho(\varepsilon)$ ([94] et [32]) :

$$\begin{aligned} 0 < \varepsilon < U_0 & \quad \rho(\varepsilon) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^2} \iint d^2r d^2p \delta\left(\varepsilon - \frac{\vec{p}^2}{2m} - U(\vec{r})\right) \\ \varepsilon > U_0 & \quad \rho(\varepsilon) = 0. \end{aligned} \quad (2.59)$$

Pour calculer $\rho(\varepsilon)$, on transforme d'abord la fonction δ puis on intègre sur \vec{p} . L'intégrale sur \vec{p} conduit à [18] :

$$\rho(\varepsilon) = \frac{2\pi m}{(2\pi\hbar)^2} \int_{U(\vec{r}) < \varepsilon} d^2r. \quad (2.60)$$

Si $U(\vec{r})$ est une fonction monotone croissante de \vec{r} , il existe alors une valeur de r , notée r_m telle que $U(r_m) = \varepsilon$. Dans ce cas l'intégrale sur \vec{r} donne :

$$\rho(\varepsilon) = \frac{2\pi^2 m}{(2\pi\hbar)^2} r_m^2 \quad \text{avec} \quad U(r_m) = \varepsilon. \quad (2.61)$$

Lorsqu'on applique ce résultat au puits de potentiel gaussien, la résolution de (2.61) donne :

$$r_m = \sqrt{-\frac{w^2}{2} \ln\left(1 - \frac{\varepsilon}{U_0}\right)} \quad \text{avec} \quad \varepsilon < U_0 \quad (2.62)$$

et la densité d'états s'écrit :

$$\begin{aligned} 0 < \varepsilon < U_0 & \quad \rho(\varepsilon) = -\frac{\pi^2 m \omega^2}{(2\pi\hbar)^2} \ln\left(1 - \frac{\varepsilon}{U_0}\right) \\ \varepsilon > U_0 & \quad \rho(\varepsilon) = 0. \end{aligned} \quad (2.63)$$

Au fond du puits, quand $\varepsilon \ll U_0$, un développement limité de $\rho(\varepsilon)$ donne :

$$\rho(\varepsilon) = -\frac{\pi^2 m \omega^2}{(2\pi\hbar)^2} \frac{\varepsilon}{U_0}. \quad (2.64)$$

La densité d'états est linéaire en ε . On retrouve le résultat du puits harmonique à deux dimensions [95]. En effet les valeurs propres ε_n du Hamiltonien à une particule dans un puits harmonique à deux dimensions valent :

$$\varepsilon_n = (n + 1) \cdot \hbar\omega = (n_1 + n_2) \cdot \hbar\omega \quad (2.65)$$

où n_1 et n_2 sont des entiers positifs ou nuls. Le nombre d'états d'énergie ε est donné par le nombre de choix de (n_1, n_2) . Si on choisit n_1 , pour lequel on a $n + 1$ choix, alors n_2 vaut $n - n_1$. La dégénérescence g_n de la valeur propre ε_n est donc égale à :

$$g_n = n + 1. \quad (2.66)$$

La densité d'états $\rho(\varepsilon)$, qui est une fonction continue de l'énergie ε est liée à g_n par la relation $\rho(\varepsilon)d\varepsilon = g_n dn$ avec $\varepsilon = (n + 1) \cdot \hbar\omega$. En utilisant ces relations on trouve :

$$\rho(\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{(\hbar\omega)^2} \quad (2.67)$$

qui est bien proportionnel à l'énergie ε .

Cependant, lorsque la valeur de ε tend vers celle de U_0 , la densité d'états devient infinie et les niveaux d'énergie se resserrent et ne sont plus équidistants. Le potentiel devient anharmonique et tend vers une valeur finie.

2.2.6.2 Densité spatiale des atomes dans le puits

Nous allons dans une approche différente du paragraphe 2.2.3.3 déterminer la répartition spatiale des atomes dans le puits dipolaire en utilisant la théorie de Maxwell-Boltzmann. A l'équilibre thermodynamique, le nombre d'atomes d'énergie comprise entre ε et $\varepsilon + d\varepsilon$ est égal à $\rho(\varepsilon)f(\varepsilon)d\varepsilon$. La fonction $f(\varepsilon)$ représente la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie ε et est donnée par la distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$f(\varepsilon) = \exp\left(-\frac{\varepsilon}{k_B T}\right) \quad (2.68)$$

où T est la température des atomes à l'équilibre dans le puits et k_B est la constante de Boltzmann.

Le nombre total d'atomes piégés N s'obtient en intégrant sur toutes les énergies ε possibles :

$$N = \int_0^\infty \rho(\varepsilon)f(\varepsilon)d\varepsilon. \quad (2.69)$$

En utilisant les relations (2.59) et (2.68), on obtient :

$$N = \int_0^{U_0} d\varepsilon \frac{\exp\left(-\frac{\varepsilon}{k_B T}\right)}{(2\pi\hbar)^2} \iint d^2\vec{r} d^2\vec{p} \delta\left(\varepsilon - \frac{\vec{p}^2}{2m} - U(\vec{r})\right) \quad (2.70)$$

et l'intégration sur ε donne :

$$N = \frac{1}{(2\pi\hbar)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\vec{r} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\vec{p} \exp\left(-\frac{\frac{\vec{p}^2}{2m} + U(\vec{r})}{k_B T}\right) \quad (2.71)$$

avec $\frac{\vec{p}^2}{2m} + U(\vec{r}) < U_0$.

L'intégration sur \vec{p} donne :

$$N = \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\vec{r} \frac{2\pi m}{(2\pi\hbar)^2} \left[\exp\left(-\frac{U(\vec{r})}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{U_0}{k_B T}\right) \right]. \quad (2.72)$$

Si $n(\vec{r})$ est la densité spatiale des atomes piégés, alors :

$$N = \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\vec{r} n(\vec{r}). \quad (2.73)$$

La densité spatiale $n(\vec{r})$ s'écrit alors comme :

$$n(\vec{r}) = \frac{2\pi m}{(2\pi\hbar)^2} \times \left(\exp\left(-\frac{U(\vec{r})}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{U_0}{k_B T}\right) \right). \quad (2.74)$$

Pour le puits gaussien, la densité spatiale s'écrit :

$$n(\vec{r}) = \frac{2\pi m}{(2\pi\hbar)^2} \times \left(\exp\left[-a\left(1 - \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right)\right)\right] - \exp(-a) \right) \quad (2.75)$$

où $a = \frac{U_0}{k_B T}$ est le rapport de la profondeur du puits à l'énergie cinétique des atomes en équilibre dans le puits. Elle diffère de celle trouvée en absence d'équilibre thermodynamique et ne dépend pas de la taille initiale du piège. Son tracé est donné en fonction de r (Fig2.4), pour différentes valeurs de a . Plus a augmente, plus la distribution spatiale des atomes dans le puits est étroite. Pour le cas hors équilibre thermodynamique, c'est l'inverse qui se produit (Fig 2.3 (b), 2.3 (c) et 2.3 (d)).

L'analyse est simplifiée dans les cas limites.

1^{er} cas : $a \ll 1$

Cette limite correspond au cas d'un puits peu profond ou/et d'un nuage d'atomes chauds piégés. Un développement limité de l'expression (2.75) conduit à :

$$n(\vec{r}) = \frac{2\pi m}{(2\pi\hbar)^2} a \times \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right). \quad (2.76)$$

La densité spatiale des atomes a le même profil et la même largeur que le puits de potentiel. Ce résultat est similaire à celui obtenu dans la condition hors équilibre thermodynamique et pour une taille du piège très supérieure à celle du guide. Les atomes peuplent tous les niveaux d'énergie.

2^{er} cas : $a \gg 1$

C'est la limite d'un puits profond ou/et d'un nuage d'atomes très froids piégés. Les atomes sont dans ce cas au fond du puits. On s'attend donc à ce que la taille de la densité

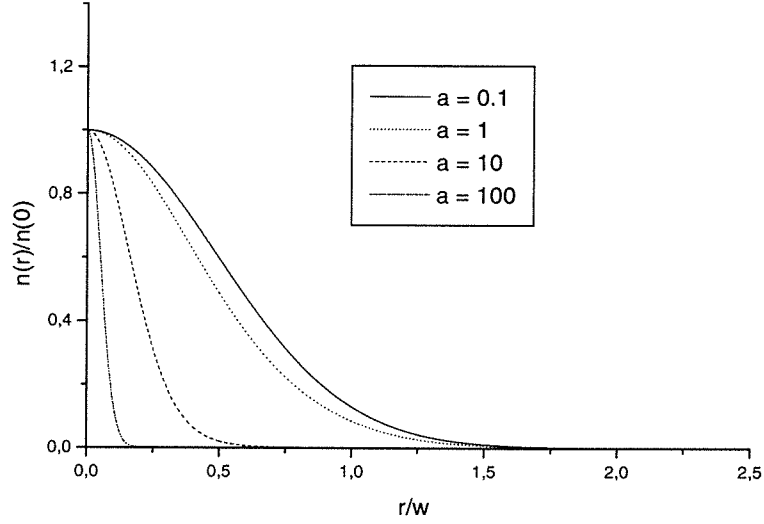


FIG. 2.4: Représentation de la densité spatiale ($\frac{n(r)}{n(0)}$) des atomes piégés dans le guide et en équilibre thermodynamique pour différentes valeurs du rapport énergétique $a = \frac{U_0}{k_B T}$. $n(0) = \frac{2\pi m}{(2\pi\hbar)^2} \times (1 - \exp(-a))$ est la densité au centre pour $r = 0$ et permet de normaliser à 1 la densité au centre.

atomique soit inférieure à celle du puits. En effet si $a \gg 1$ alors $\exp(-a) \simeq 0$. On trouve que :

$$n(\vec{r}) = \frac{2\pi m}{(2\pi\hbar)^2} \exp\left[-a\left(1 - \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right)\right)\right]. \quad (2.77)$$

Le rayon à $1/e^2$ de cette distribution donne $\frac{w}{\sqrt{a}}$. La largeur de la distribution vaut donc $\frac{w}{\sqrt{a}}$ qui dans la limite où $a \gg 1$, est très inférieure à la largeur du puits. Les atomes peuplent les niveaux d'énergie les plus bas.

2.2.7 Description quantique du guide dipolaire

On désire calculer dans ce paragraphe les modes du guide dipolaire dans une description à deux dimensions. On calcule les énergies propres et les fonctions d'ondes associées d'un atome de masse m plongé dans le puits de potentiel créé par le guide. L'équation de

Schrodinger stationnaire correspondante s'écrit en coordonnées cartésiennes :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U(x, y) \right] \Psi(x, y, z) = E\Psi(x, y, z) \quad (2.78)$$

où $U(x, y) = U_0 \times (1 - \exp(-2\frac{x^2+y^2}{w^2}))$ est l'énergie potentielle de l'atome dans le guide. Le potentiel ne dépendant que des coordonnées x et y , la fonction d'onde peut se mettre sous la forme :

$$\Psi(x, y, z) = \psi(x, y)G(z). \quad (2.79)$$

Les solutions de $G(z)$ sont des ondes planes, se propageant vers $\pm\infty$ et s'écrivent donc :

$$G(z) = \exp(\pm ikz) \quad (2.80)$$

où $k = 2\pi/\lambda$, et λ est la longueur d'onde de De Broglie de l'atome. La fonction d'onde $\psi(x, y)$ vérifie alors l'équation :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - k^2 \right] \psi(x, y) + (U(x, y) - E)\psi(x, y) = 0. \quad (2.81)$$

Cette équation s'écrit comme :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \psi(x, y) + (\epsilon - v(x, y) - k^2)\psi(x, y) = 0 \quad (2.82)$$

si on pose $\epsilon = \frac{2m}{\hbar^2} E$, $\epsilon_0 = \frac{2m}{\hbar^2} U_0$ et $v(x, y) = \epsilon_0 \left[1 - \exp(-2\frac{x^2+y^2}{w^2}) \right]$. Elle n'a pas de solutions analytiques simples. Si on se met au fond du puits où le potentiel est harmonique, on peut faire un développement du potentiel de la forme

$$v(x, y) = \epsilon_0 \frac{2}{w^2} (x^2 + y^2) \quad (2.83)$$

ce qui donne

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi(x, y) - \epsilon_0 \frac{2}{w^2} x^2 \right) + \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} \psi(x, y) - \epsilon_0 \frac{2}{w^2} y^2 \right) + (\epsilon - k^2)\psi(x, y) = 0. \quad (2.84)$$

La séparabilité de cette équation permet d'écrire la fonction $\psi(x, y)$ sous la forme de produit de deux fonctions $\varphi_n(x)\varphi_p(y)$ et conduit à résoudre deux équations pour l'oscillateur

harmonique :

$$\begin{aligned} \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \varphi_n(x) + (E_n - \omega_0^2 x^2) \varphi_n(x) &= 0 \\ \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \varphi_p(y) + (E_p - \omega_0^2 y^2) \varphi_p(y) &= 0. \end{aligned} \quad (2.85)$$

où $\frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{U_0 \frac{4}{m\omega^2}}$ est la fréquence d'oscillation dans le puits. En prenant comme zéro l'énergie à l'origine, les énergies propres $E_{n,p}$ s'écrivent :

$$E_{n,p} = (n + p) \hbar \omega_0 \quad (2.86)$$

et sont associées aux fonctions propres $\varphi_n(x)\varphi_p(y)$ définies par :

$$\varphi_i(\rho) = (2^i i!)^{-1/2} \left(\frac{\pi \hbar}{m\omega_0}\right)^{-1/4} H_i\left(\sqrt{\frac{m\omega_0}{\hbar}} \rho\right) \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m\omega_0}{\hbar} \rho^2\right) \quad (2.87)$$

où $i = n, p$ est un entier positif ou nul, $\rho = x$ ou y , et $H_i(a) = (-1)^i e^{a^2} \frac{d^i}{da^i} e^{-a^2}$ est le $i^{\text{ème}}$ polynôme de Hermite. Les premiers modes du puits de potentiel sont ceux de l'oscillateur harmonique. On représente ces modes en utilisant les coordonnées réduites

$$\begin{aligned} X &= \sqrt{\frac{m\omega_0}{\hbar}} x \\ Y &= \sqrt{\frac{m\omega_0}{\hbar}} y. \end{aligned} \quad (2.88)$$

Le premier mode ($n = p = 0$) d'énergie le plus bas ($E_{0,0} = 0$) est représenté par la fonction d'onde $\psi_{0,0}(X, Y) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{X^2 + Y^2}{2}\right)$. Le tracé du carré de cette fonction est donné à la figure (2.5) et montre une distribution centrée à l'origine des coordonnées.

Le deuxième mode d'énergie $E = \hbar\omega_0$ est dégénéré deux fois. On obtient deux fonctions d'ondes qui sont associées à la même énergie. La première est définie pour $n = 1$ et $p = 0$, et s'écrit $\psi_{1,0}(X, Y) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{2X} \exp\left(-\frac{X^2 + Y^2}{2}\right)$. La seconde est définie pour $n = 0$ et $p = 1$, et s'écrit $\psi_{0,1}(X, Y) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{2Y} \exp\left(-\frac{X^2 + Y^2}{2}\right)$. Le tracé du carré de chacune des fonctions est donné dans les figures 2.6 et 2.7 et montre dans chacun des cas deux distributions symétriques par rapport à l'axe $0x$ pour $n = 1, p = 0$ (Fig 2.6) et symétrique par rapport à l'axe $0y$ pour $p = 1, n = 0$ (Fig 2.7).

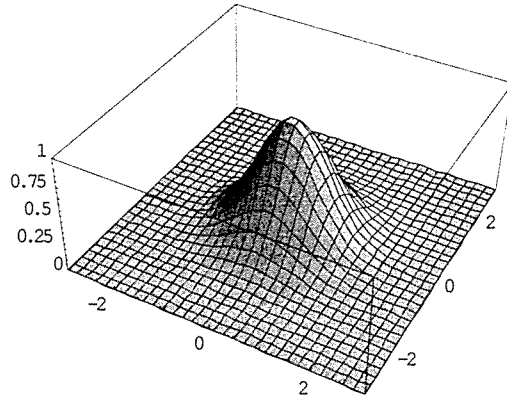


FIG. 2.5: Tracé du mode fondamental ($n = p = 0$) du guide dipolaire, $|\psi_{0,0}|^2$.

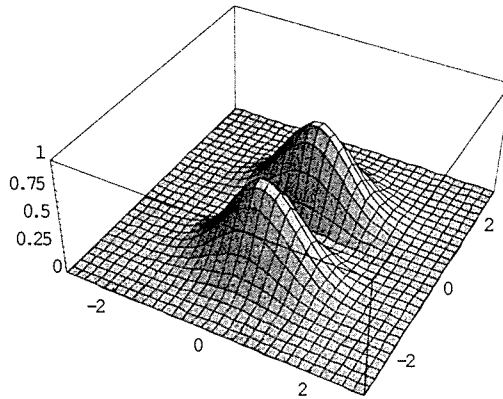


FIG. 2.6: Tracé du mode ($n = 1$ et $p = 0$) du guide dipolaire, $|\psi_{1,0}|^2$.

Dans les conditions de l'expérience, $\omega_0 \simeq 228 \text{ rad/s}$ et l'écart d'énergie en microKelvin ($\frac{\hbar\omega_0}{k_B}$) entre deux niveaux successifs au fond du puits est égal à environ 1.7 nK . La profondeur du puits correspondant étant de $13 \mu\text{K}$, on estime le nombre de modes du puits à environ 7500. Notre guide dipolaire est donc multimode. Pour un nuage atomique guidés à la température de $10 \mu\text{K}$, environ 5750 modes du puits sont peuplés.

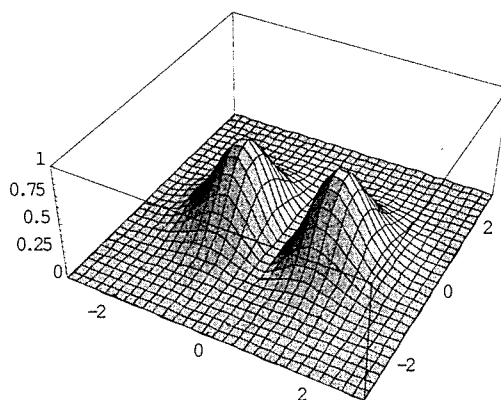
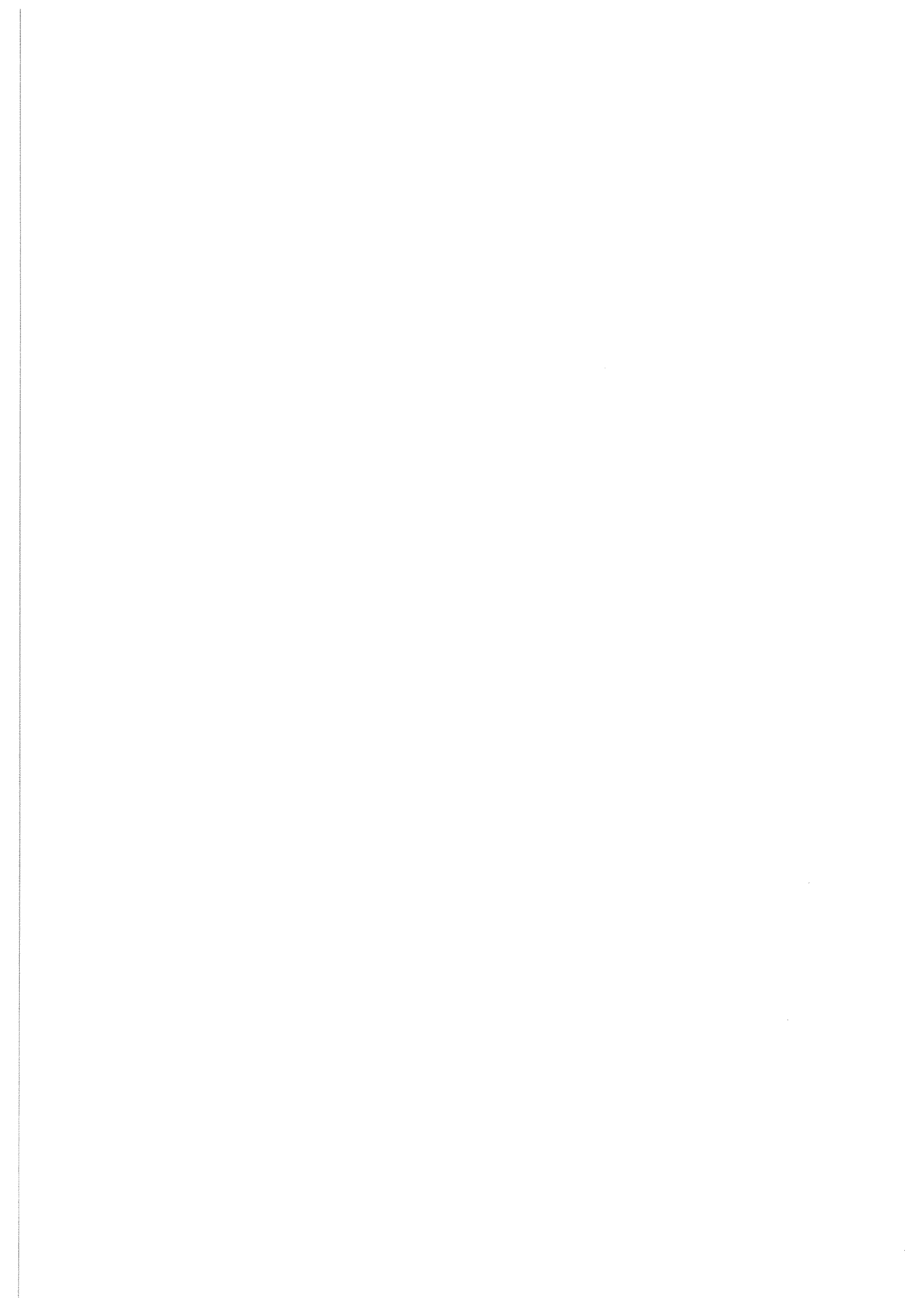


FIG. 2.7: Tracé du mode ($n = 0$ et $p = 1$) du guide dipolaire, $|\psi_{0,1}|^2$.



Chapitre 3

GUIDE DIPOLAIRE : EXPERIENCE

Ce chapitre présente les expériences de guidage d'atomes froids de rubidium, en utilisant un guide dipolaire réalisé avec un laser Nd :YAG. Le nuage d'atomes froids est obtenu par les techniques usuelles de ralentissement et de refroidissement.

On prépare d'abord un nuage contenant 10^7 atomes de ^{87}Rb à $9.5 \mu\text{K}$ (mélasse optique). On installe ensuite le guide dipolaire suivant la direction verticale et on arrête le dispositif de piégeage des atomes. Alors, le nuage atomique tombe sous l'effet de la gravité et les atomes qui satisfont la condition de guidage (chapitre 2 cf.2.2.3) restent confinés dans le guide. Le guidage est observé et analysé via l'imagerie du nuage atomique en chute. Les clichés obtenus, avec et sans le guide, sont analysés et interprétés à l'aide de calculs de type Monte Carlo.

On présente dans la première partie de ce chapitre, l'expérience. On y décrit d'abord la méthode d'obtention de la source d'atomes froids, ensuite le guide dipolaire et les méthodes de détection qu'on a utilisées. Puis, dans une seconde partie, on analyse les résultats expérimentaux et on les confronte aux résultats numériques.

3.1 EXPERIENCE

3.1.1 Source d'atomes froids de Rubidium 87

L'atome de Rubidium présente sous sa forme naturelle, deux isotopes : ^{85}Rb (environ 80%) plus abondant que ^{87}Rb (environ 20%). Notre choix de travailler avec le ^{87}Rb est essentiellement technique. Malgré sa faible abondance, notre piège magnéto-optique (PMO) n'est pas affecté. Nous piégeons 10^7 atomes en deux secondes.

Pour obtenir les atomes froids dans une mélasse optique, on part d'une vapeur d'atomes de rubidium dans une cellule [59]. L'expérience est réalisée dans une enceinte en acier inoxydable amagnétique dans laquelle le vide est moins de 10^{-9} mbar. L'enceinte est divisée en deux régions : une région haute et 30 cm plus bas, une région basse reliées entre elles par une colonne verticale (Fig 3.2). Le PMO est réalisé dans la partie haute de l'enceinte qui est pompée par une pompe ionique (VARIAN, 20 l/s). Lorsque les atomes sont libérés du piège, ils tombent sous l'effet de la gravité dans la colonne verticale et atteignent environ 0.25 s plus tard la région basse. Cette dernière ainsi que la colonne sont pompées par une pompe ionique (VARIAN, 30 l/s). Le vide y est meilleur d'environ un à deux ordres de grandeurs grâce à un dépôt de carbone sur les parois de la cellule [83]. Dans un volume de 8 cm^3 au centre de la région haute, le champ magnétique terrestre et les champs parasites sont compensés à mieux que quelques milligauss près en utilisant 3 paires de bobines en configurations de Helmholtz. Une autre paire de bobines d'axe horizontal en configuration anti-Helmholtz et refroidies par eau, produit le gradient de champ magnétique nécessaire au PMO.

Le piège est réalisé sur la transition fermée $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ de la raie D_2 du ^{87}Rb . Le schéma des niveaux du ^{87}Rb utilisés pour le refroidissement par laser et le guidage est donné à la figure 3.3. Avec un gradient de champ magnétique de 14 G/cm et un laser du piège de 5 mW/cm^2 désaccordé de $-2\text{ }\Gamma$ vers le rouge de la resonance $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ du ^{87}Rb , environ 10^7 atomes sont chargés dans le PMO en 2 secondes.

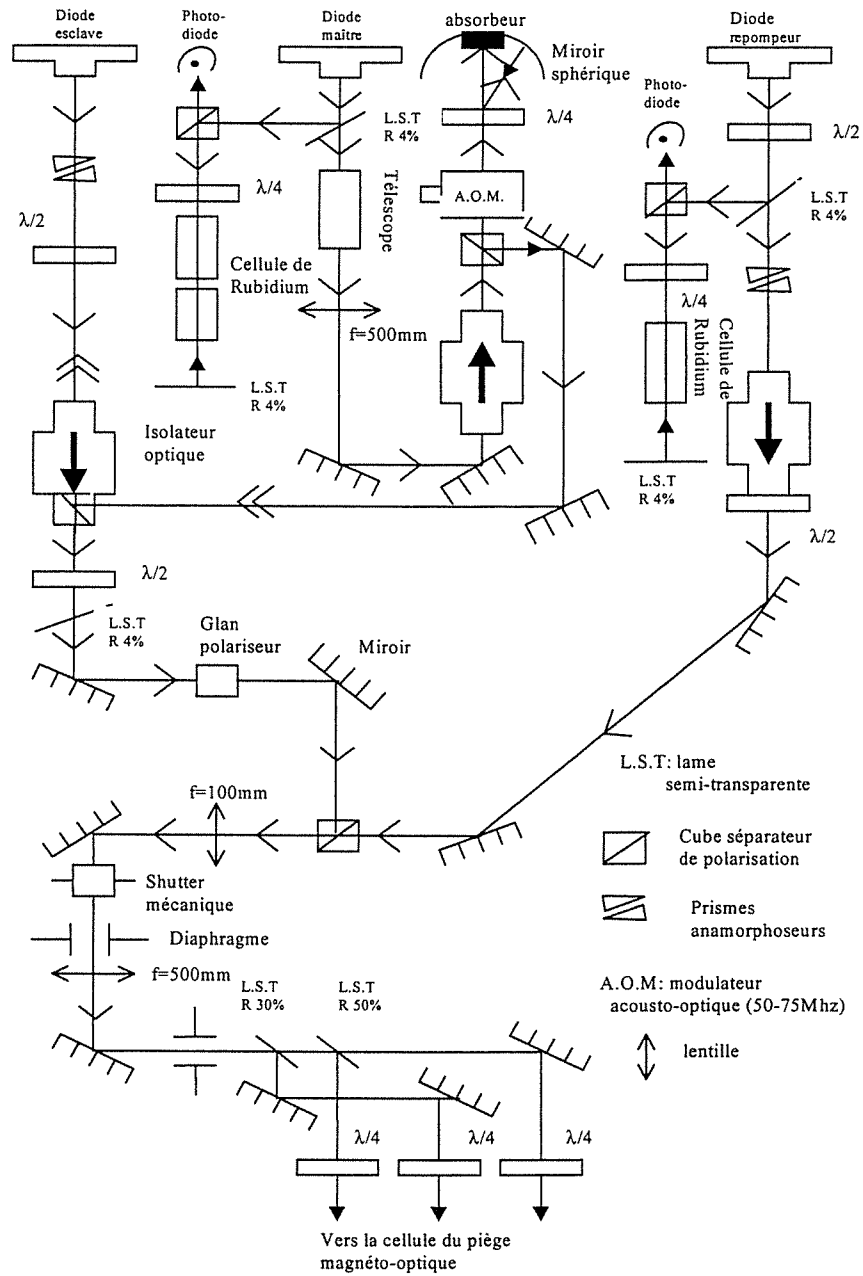


FIG. 3.1: *Dispositif expérimental utilisé pour les laser qui servent à faire le piège magnéto-optique.*

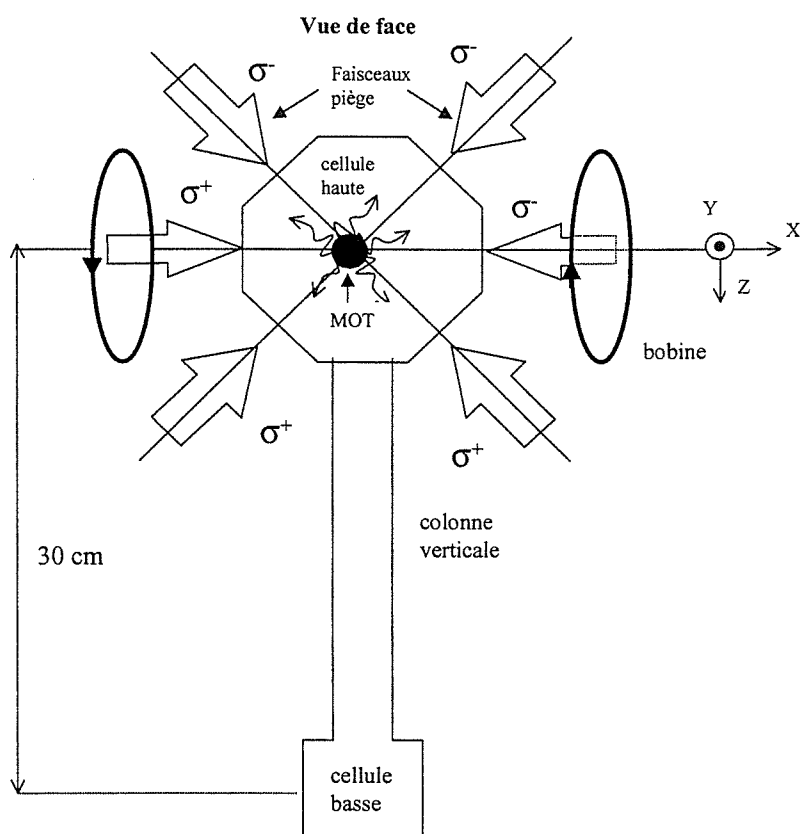


FIG. 3.2: Configuration de l'enceinte et du dispositif du piège magnéto-optique

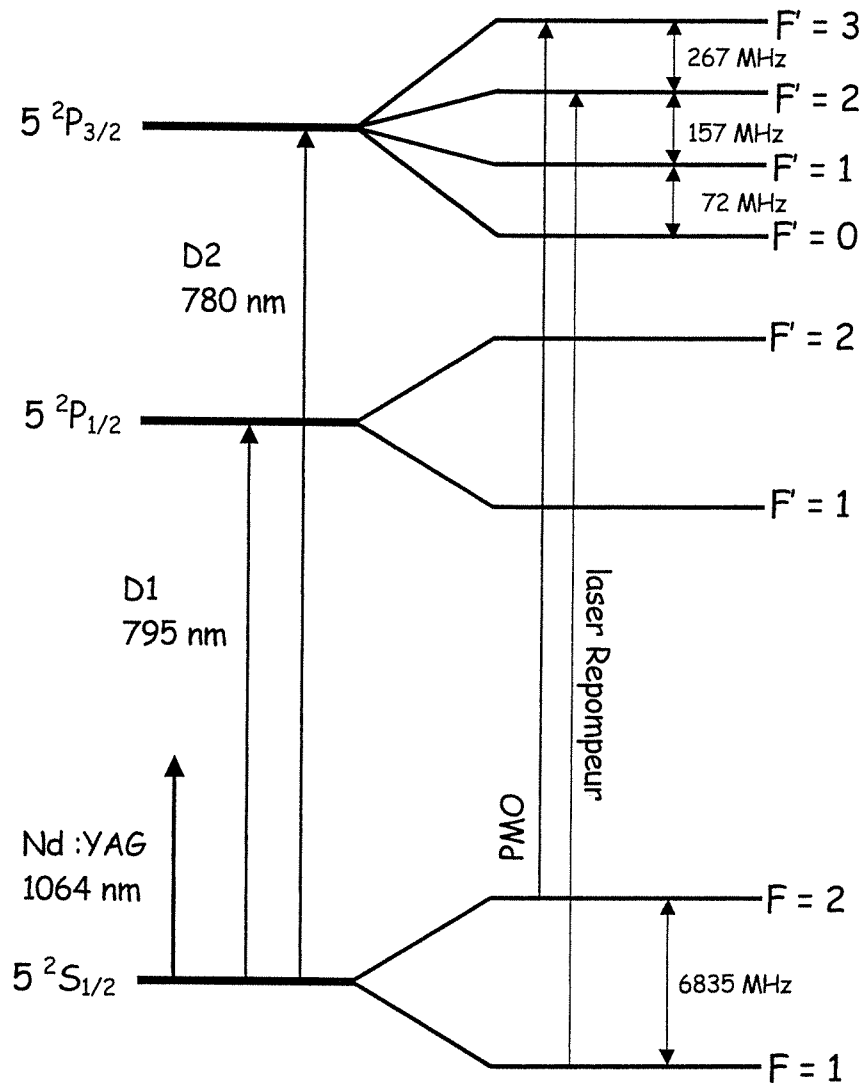


FIG. 3.3: Schéma des niveaux hyperfins du ^{87}Rb pour le refroidissement par laser et le piégeage. Le laser Nd : YAG est très désaccordé vers le rouge de la transition atomique $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$.

Les faisceaux laser utilisés pour faire le PMO sont délivrés par des diodes lasers (Fig 3.1). Le faisceau laser du piège est produit par un laser Hitachi H7851G de 50 mW (appelé laser esclave) qui est injecté par un laser DBR Yokogawa (appelé laser maître). Ce dernier est accordé en fréquence sur la resonance de "cross-over" CO2-3 du spectre d'absorption saturée du ^{87}Rb . Sa fréquence est ensuite ajustée à -2Γ de la resonance $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ par un double passage du faisceau laser dans un modulateur acousto-optique fonctionnant entre 75 MHz et 100 MHz. Une diode laser appelée "laser repompeur" (Hitachi H7851G) est accordée sur la raie de la resonance $|5S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 2\rangle$. Le repompeur est mélangé au laser du piège et empêche ainsi les atomes de s'accumuler dans l'état $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ qui ne réalise pas la transition piégeante. Les faisceaux sont ensuite séparés en trois bras et envoyés dans la cellule. Chaque bras dans l'enceinte est composé de deux faisceaux laser contrapropageants et polarisés respectivement σ^+ et σ^- . Après le chargement du PMO, la fréquence du laser de piège est décalée à -14.5Γ de la resonance pendant 10 ms, ce qui refroidit le PMO ([97], [84], [89] et [64]). La dernière étape du refroidissement est obtenue par l'arrêt du gradient de champ magnétique. On obtient alors une mélasse qui contient $8 \cdot 10^6$ atomes à une température de $9 \mu\text{K}$ avec une taille de 0.46 mm (largeur à $1/\sqrt{e}$ d'une distribution gaussienne).

3.1.2 Guide dipolaire

Le guide dipolaire est réalisé avec un faisceau laser de 15 W à la longueur d'onde $1.064 \mu\text{m}$. Le faisceau est produit par un laser continu Nd :YAG (Spectron Laser Systems) pompé par lampe flash, de mode TEM₀₀. Il est dimensionné à l'aide de lentilles et est focalisé 75 mm en dessous du PMO. Avec un tel laser on peut guider les atomes de ^{87}Rb puisque la transition dipolaire électrique la plus proche correspond à la longueur d'onde 795 nm. Le faisceau laser est donc désaccordé vers le rouge de la transition atomique $|5S_{1/2}\rangle \rightarrow |5P_{1/2}\rangle$ de $\delta_L = -1.62 \cdot 10^7 \Gamma$ où $\frac{\Gamma}{2\pi} = 5.9 \text{ MHz}$ est la largeur naturelle du niveau excité $5P_{1/2}$ (Fig 3.3). La force dipolaire est donc dirigée vers les régions d'intensité

maximale et est principalement horizontale (cf 2.1). La taille du faisceau est de 0.31 mm au niveau du PMO, de 0.27 mm à 10 mm en dessous du PMO, de 0.1 mm au col situé à 75 mm en dessous du PMO et de 0.880 mm à 300 mm en dessous du PMO. La profondeur du puits de potentiel créé par le guide est de $13 \mu\text{K}$ au niveau de la position initiale du PMO, soit de l'ordre de grandeur de la température des atomes de la mélasse, de $18 \mu\text{K}$ à 10 mm en dessous du PMO, de $100 \mu\text{K}$ au col du faisceau laser de guidage et de $1 \mu\text{K}$ à 300 mm en dessous du PMO. Le taux de fluorescence dans ces conditions est de 0.1 photon/s à l'entrée du guide, de 1 photon/s au col du faisceau laser de guidage et de 0.01 photon/s à $z = 300$ mm. Le dispositif expérimental et la séquence temporelle de l'expérience sont donnés respectivement par les figures 3.4 et 3.5.

Le laser de guidage est allumé à la fin du chargement du PMO, soit 20 ms avant la coupure des lasers de piégeage et de refroidissement. Le laser de guidage est éteint, soit après la détection du nuage, soit au cours de la chute, pour par exemple analyser la température des atomes guidés (cf 3.2.2).

3.1.3 Détection des atomes

La détection des atomes est faite par imagerie. La fluorescence du nuage est visualisée sur une caméra CCD à l'aide d'un système de lentilles. Nous avons réalisé plusieurs types d'images : celles du nuage piégé (mélasse optique), celles du nuage à 1 cm en dessous du PMO, celles du nuage en chute et celles du nuage à 30 cm en dessous du PMO.

3.1.3.1 Détection des atomes piégés

Pour obtenir une image du nuage piégé, on utilise la fluorescence des atomes dans la mélasse optique. A ce dernier stade du refroidissement, les atomes sont soumis à des lasers quasi-résonants, à -14.5Γ de la résonance. Le taux de fluorescence est certes faible, mais suffisant pour notre système de détection. Avec un temps d'exposition de 10 ms, et compte tenu de l'angle solide de détection, des pertes des optiques (lentilles et filtre) et du rendement du capteur, le rapport entre le nombre de coups enregistrés et le nombre

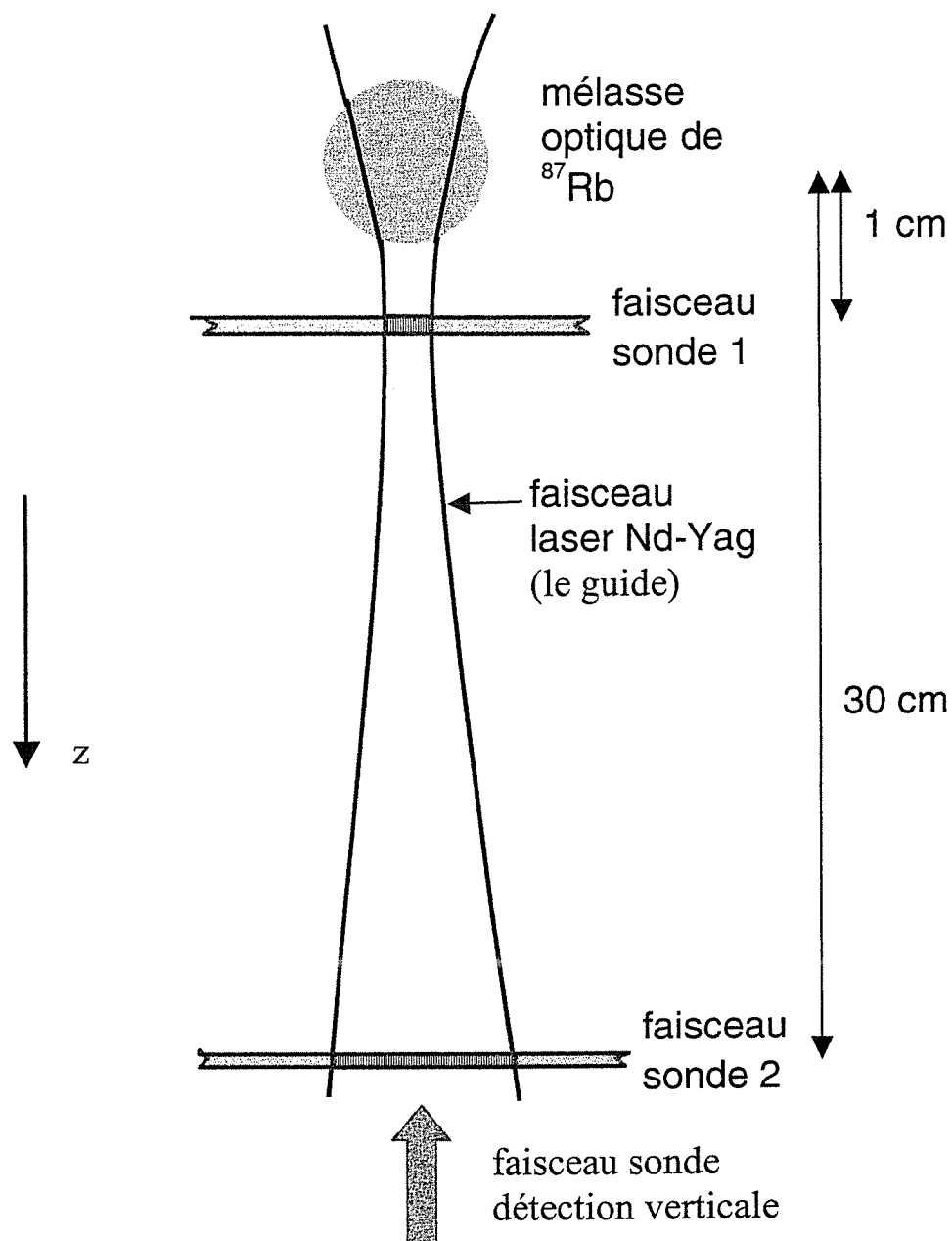


FIG. 3.4: Schéma de l'expérience du guide dipolaire. La figure n'est pas à l'échelle car le faisceau laser Nd : YAG qui crée le puits de potentiel est focalisé plusieurs centimètres en dessous de la mélasse optique suivant la direction verticale z .

Time (ms)	Procédure
0 - 2000	Phase de chargement du PMO: le gradient de champ magnétique est de 14 G/cm et le laser du piège est désaccordé de -2Γ .
2000 - 2010	Phase de refroidissement du PMO: le laser du piège est désaccordé de -14.5Γ .
2010 - 2020	Phase de mélasse: le gradient de champ magnétique est éteint.
2020 -	Extinction du laser du piège
2000 - 2280	Allumage du laser Nd:Yag.
2010 – 2050 Analyse à 1 cm	Exposition de la caméra CCD: on fait simultanément l'image de la mélasse et du nuage d'atomes à 1 cm en dessous de la position initiale de la mélasse.
2240 – 2280 Analyse à 30 cm	Exposition de la caméra CCD: on fait l'image du nuage d'atomes à 30 cm en dessous de la position initiale de la mélasse.

FIG. 3.5: Tableau de la séquence temporelle utilisée dans l'expérience du guide dipolaire.

d'atomes est voisin de 1.

Dès que les lasers de piégeage et de refroidissement sont éteints, les atomes ne sont soumis qu'à la gravité et au laser de guidage. La fréquence du laser de guidage est si désaccordé de la résonance atomique, et le taux d'émission spontanée si faible, qu'il n'est pas possible d'imager le nuage à l'aide de ces photons. On utilise alors la fluorescence induite par laser. Un faisceau laser annexe dit faisceau sonde, résonant et de faible intensité éclaire le nuage à l'instant et à l'endroit désirés.

3.1.3.2 Détection horizontale à 1 cm

Pour obtenir une image du nuage à 1 cm en dessous du PMO, le faisceau sonde est placé horizontalement (Fig 3.6 (a)). Ce faisceau est prélevé au laser piégeant. Son désaccord est -0.66Γ et sa puissance $10 \mu\text{W}$. Avec des lentilles et des prismes anamorphoseurs, ce faisceau est rendu elliptique et permet de réaliser une nappe de lumière de section $1 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$. Le faisceau est retro-réfléchi. Pour éviter de déplacer les atomes lors de leur passage dans la nappe de lumière, on réalise un effet de mélasse à une dimension à faible paramètre de saturation (environ 0.1) et dans une configuration en polarisation $lin \perp lin$. C'est une technique de détection qui nous permet de travailler en monocoup, c'est à dire de faire un cliché à chaque fois, et nous évite de moyenner sur un long temps.

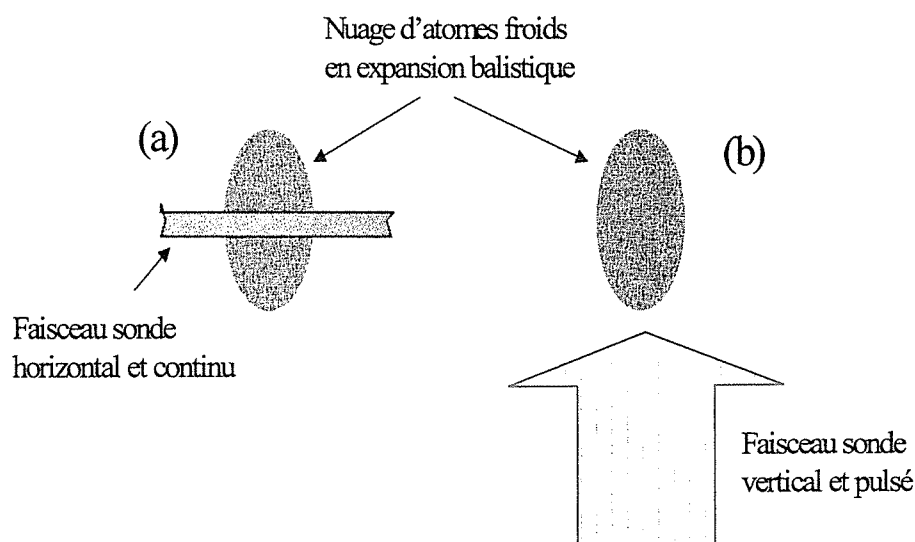


FIG. 3.6: Schéma de la détection horizontale (a) et de la détection verticale (b).

Les photons de fluorescence sont collectés à l'aide d'un dispositif de deux lentilles convergentes (Fig 3.7) qui fait l'image du nuage sur une caméra CCD (Princeton Instrument). Au devant de l'objectif on place un filtre interférentiel pour éliminer la lumière parasite de longueur d'onde différente de 780 nm. Par ailleurs, la caméra dispose d'un ob-

turateur mécanique placé entre la lentille L_2 et le capteur CCD, que l'on ouvre seulement pendant la durée de l'acquisition d'image. Cette procédure est contrôlée et pilotée par ordinateur. On élimine ainsi la lumière parasite. La caméra est refroidie à l'azote liquide pour réduire le bruit de lecture et le bruit thermique.

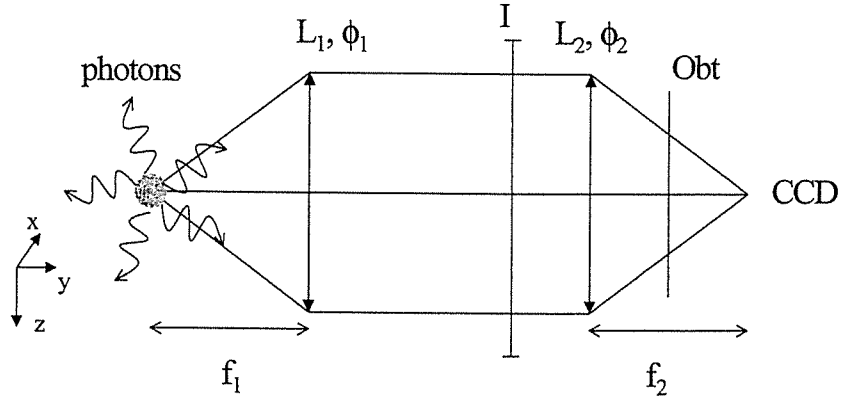


FIG. 3.7: *Système optique de la détection par fluorescence. Le faisceau sonde et la caméra CCD se trouvent respectivement au foyer de la lentille L_1 et de la lentille L_2 . Les photons de fluorescence des atomes induits par la sonde sont recoltés par la lentille L_1 d'ouverture ϕ_1 et de focale f_1 . L'image des atomes est faite sur la caméra par la lentille L_2 d'ouverture ϕ_2 et de focale f_2 . Le filtre interférentiel (I) est placé entre les deux lentilles et l'obturateur mécanique (Obt) est placé devant la CCD.*

Le montage optique permet de collecter une proportion p des photons initiaux :

$$p = \frac{\Omega_1}{4\pi} p_2 \quad (3.1)$$

où $\frac{\Omega_1}{4\pi} = \frac{1}{16} \frac{\phi_1^2}{f_1^2}$ est l'angle solide de détection de la lentille L_1 et $p_2 = \frac{\phi_2^2}{\phi_1^2}$ la proportion de photons atteignant la lentille L_2 . ϕ_1 et ϕ_2 sont respectivement les diamètres de la lentille L_1 et de la lentille L_2 , et f_1 est la focale de la lentille L_1 . L'expression du nombre de photons collectés N_{co} est :

$$N_{co} = \frac{1}{16} \frac{\phi_2^2}{f_1^2} N_{ph} \quad (3.2)$$

où N_{ph} est le nombre total de photons émis initialement dans l'angle solide total (4π) par les atomes. Pour collecter le maximum de photons il faut des lentilles de grandes ouvertures et de courtes focales. Si on suppose que l'objet (les photons de fluorescence des atomes) est une bande rectangulaire de surface $l \times e$ où l est la taille du nuage à la traversée du faisceau sonde et e l'épaisseur de la sonde, alors l'image réalisée est aussi une bande rectangulaire de surface $G^2 \times l \times e$ où $G = \frac{f_2}{f_1}$ est le grandissement du système optique (f_2 est la focale de la lentille L_2). Dans ce cas le nombre de pixels du capteur éclairés est le rapport de cette surface avec la surface S_{pix} d'un pixel. Donc le nombre de photons détectés par pixel s'écrit :

$$N_{det} = \frac{1}{16} \frac{\phi_2^2}{f_2^2} \frac{S_{pix}}{l \times e} N_{ph}.$$

Dans notre expérience où $S_{pix} = 24 \mu m \times 24 \mu m$, $G = 1$, $f_1 = f_2 = 100 mm$, $e = 5 mm$ et $\phi_1 = \phi_2 = 3 cm$, le nombre de photons détectés par pixel à l'altitude $z = 10 mm$ par exemple ($l = 1 mm$) vaut

$$N_{det} = 6.5 \cdot 10^{-7} N_{ph}$$

Dans notre expérience nous avons environ 10^7 atomes et un taux de fluorescence des atomes de l'ordre de 5×10^3 photons/s. Le nombre total N_{ph} de photons émis par les atomes en 1 ms est égal à 5×10^7 , ce qui donne environ 30 photons détectés par pixel.

L'épaisseur du faisceau sonde étant plus petite que l'extention verticale du nuage atomique, la détection intègre dans le temps la fluorescence des atomes suivant cet axe (Fig 3.6 (a)).

La figure 3.8 présente l'image de la mélasse (partie supérieure des clichés) et la fluorescence des atomes dans le faisceau sonde placé à 1 cm (partie inférieure des clichés). La figure 3.8 (a), respectivement 3.8 (b), correspond à l'expérience sans guidage, respectivement avec guidage. Pour obtenir deux images sur le même cliché, on a pris soin d'ouvrir

l'obturateur de la caméra avant l'arrêt de la mélasse et de le fermer après le passage des atomes dans le faisceau sonde. Comme on réduit à zéro toute lumière parasite, l'obturateur peut rester ouvert pendant le temps qui sépare les deux images. Ainsi un seul enregistrement numérique suffit (le transfert des données d'une image est toujours long compte tenu du nombre de pixels $512 \times 512 = 262144$ et du nombre de bits, 16 bits).

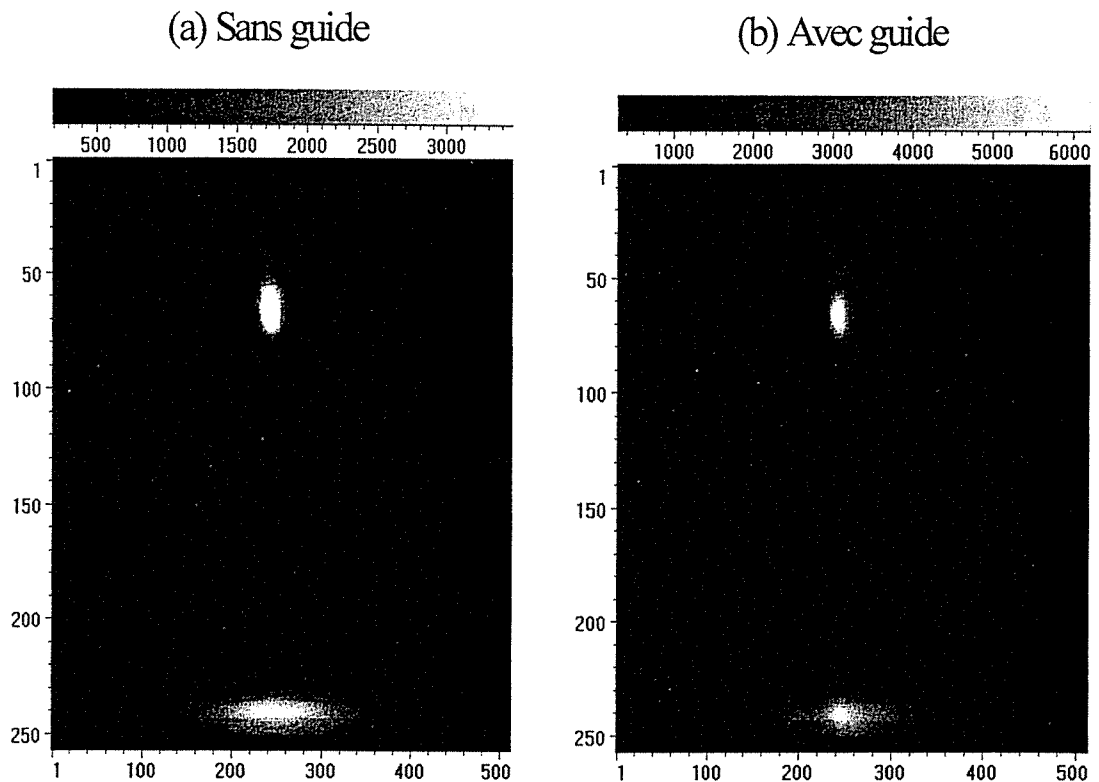


FIG. 3.8: Chaque cliché présente une image de la mélasse (région au-dessus) et sa trace dans le faisceau sonde localisé à 1 cm plus bas (région en dessous). Les clichés sont pris au monocoup en absence du guide (a) et en présence du guide (b). Les graduations sont en pixels : 1 pixel = 25 μm selon la direction horizontale et 1 pixel = 50 μm selon la verticale. les pixels sont groupés par 2 suivant la direction verticale.

3.1.3.3 Détection verticale (spatio-temporelle)

Pour obtenir une image du nuage en chute, on a réalisé une détection spatio-temporelle. Un faisceau laser sonde résonant sur la transition $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ et se propageant verticalement du bas vers le haut (Fig 3.6 (b)), éclaire les atomes pendant un intervalle de temps court (durée inférieure à la milliseconde). Cette impulsion de lumière est déclenchée à un instant correspondant à l'altitude de chute désirée. L'obturateur de la caméra est ouvert juste avant le déclenchement de l'impulsion et fermé juste après.

Le faisceau sonde provient d'un autre laser (diode DBR Yokogawa) qui est asservie en fréquence sur la transition $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ et dont le faisceau est étendu pour atteindre une section de l'ordre de $20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$.

Contrairement à la détection horizontale, la détection verticale est spatio-temporelle. L'avantage de cette technique est qu'elle donne l'image de l'évolution du nuage atomique dans l'espace et dans le temps.

Un exemple d'une série d'images d'un nuage d'atomes en chute libre enregistrée avec la détection verticale est donnée à la figure 3.9. Les images de la figure 3.9 (a) sont enregistrées en absence de guide et celles de la figure 3.9 (b) en présence de guide. Les images montrent la nature spatio-temporelle de cette détection et l'évolution quadratique en fonction du temps de la position du centre du nuage.

3.1.3.4 Détection horizontale à 30 cm

Pour obtenir une image du nuage à 30 cm en dessous du PMO, on utilise un faisceau horizontal de taille $2 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ placé à cette altitude. La détection est analogue à celle décrite au paragraphe 3.1.3.2. Pour cela on déplace la caméra CCD et le système de lentilles et il n'est plus possible de faire deux images sur le même cliché comme dans le cas précédent. L'image obtenue à cette altitude permettra de tester le guide sur une grande distance et d'analyser la température des atomes guidés (voir paragraphe 3.2.2).

L'image des atomes, sans et avec guidage est respectivement donnée à la figure 3.10 (a) et 3.10 (b). En absence de guidage, la densité qui apparaît très faible sur le cliché

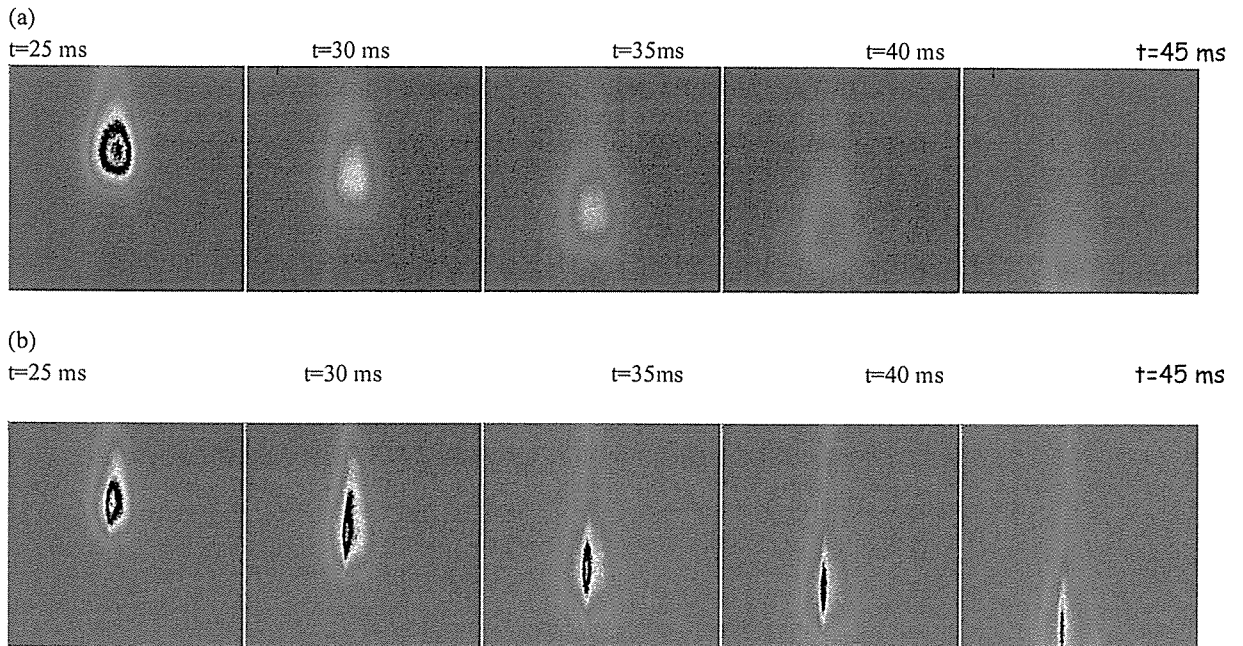


FIG. 3.9: *Détection verticale : images de l'évolution de la chute du nuage atomique sous l'effet de la gravité seule (a) et de l'évolution de la chute du nuage atomique sous l'effet de la gravité et du guide dipolaire (b).*

3.10 (a), reste tout à fait mesurable. La dynamique du capteur de 16 bits (correspondant à une capacité de stockage par pixel de $2^{16} = 65536$ coups) est utilisée au mieux. En effet les atomes non guidés ont subi une expansion balistique : la taille du nuage est de l'ordre de $2 \times 30 \times 0.25 = 15$ mm qu'il faut comparer à la taille initiale de l'ordre de 0.5 mm. La densité à 3 dimensions est donc ~ 27000 fois plus faible et le signal que nous enregistrons est au moins ~ 900 fois plus faible. Néanmoins, vue la dynamique du système de détection, ce signal reste exploitable comme nous le verrons dans l'analyse des images au paragraphe 3.2.1.2:

3.1.3.5 Imagerie des atomes dans le puits dipolaire

Dans notre expérience, la détection du nuage se fait très souvent en présence du faisceau de guidage. Ce faisceau n'induit pas d'émission spontanée mais est susceptible

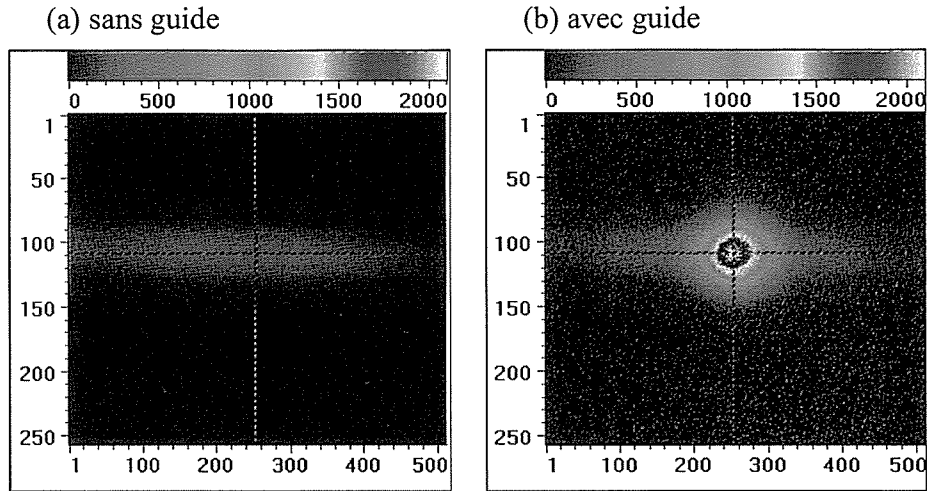


FIG. 3.10: *Effet du guide. La trace des atomes est enregistrée 30 cm en dessous de la position du centre de la mélasse en absence (a) et en présence (b) du guide. Les atomes guidés sont très nettement visible. Les graduations sont en pixels : 1pixel = 24 μm selon la direction horizontale et 1pixel = 50 μm selon la verticale.*

de la modifier à cause du déplacement lumineux qu'il produit. Il est donc important d'évaluer l'effet physique pour corriger les résultats expérimentaux obtenus si cela s'avère nécessaire. Il s'agit dans les deux configurations de détection (horizontale et verticale) du déplacement lumineux (cf 2.1.2.1) qui a pour effet d'écarter les niveaux d'énergie atomique et donc d'augmenter le désaccord effectif à résonance du faisceau sonde. La conséquence est une possible modulation spatiale de la fluorescence des atomes obtenue.

On décrira d'abord l'effet du déplacement lumineux sur le taux de fluorescence des atomes. On analysera ensuite cet effet sur le profil d'émission des atomes d'un nuage en équilibre et hors équilibre thermodynamique dans le puits à deux dimensions créé par le guide.

3.1.3.5.1 Taux de fluorescence des atomes en présence de guide On considère d'abord l'atome comme un système à deux niveaux éclairé par deux lasers ; l'un intense et très hors résonance (guide), et l'autre à résonance et de faible intensité (sonde).

Dans le modèle de l'atome à deux niveaux, on montre que le niveau fondamental et le niveau excité se déplacent de la même quantité symétriquement l'un par rapport à l'autre [26], [38]. Les énergies sont déplacées et s'écrivent alors :

- pour l'état fondamental

$$E = E_f - U_0 \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2}\right) \quad (3.3)$$

- pour l'état excité

$$E' = E_e + U_0 \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2}\right) \quad (3.4)$$

où E_f et E_e sont respectivement les énergies non perturbées du niveau fondamental et du niveau excité (en absence de déplacement lumineux), $U_0 \exp(-2\frac{r^2}{w^2})$ caractérise l'interaction dipolaire entre l'atome et le laser intense.

En absence de guide, le désaccord δ_s de la sonde est égal à δ_{sonde} son désaccord à résonance. Le taux de fluorescence de l'atome éclairé par le laser sonde est donné par :

$$\gamma_{sp} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I_{sonde}/I_{sat}}{1 + 4\delta_{sonde}^2/\Gamma^2} \quad \text{pour } I_{sonde} \ll I_{sat} \quad (3.5)$$

avec I_{sonde} l'intensité du faisceau sonde. Le taux de fluorescence des atomes est une constante.

En présence de guide, $\delta_s = \delta_{sonde} - 2\delta(r)$ avec $\delta(r) = \frac{U_0}{\hbar} \exp(-2\frac{r^2}{w^2})$ et le taux de fluorescence est :

$$\gamma_{sp}(r) = \frac{\Gamma}{2} \frac{I_{sonde}/I_{sat}}{1 + 4(\delta_{sonde} - 2\delta(r))^2/\Gamma^2}. \quad (3.6a)$$

Il n'est plus une constante mais dépend de la position de l'atome dans le puits. Le profil d'émission des atomes dans le puits s'écrit alors $\gamma_{sp}(r) \times n(r)$ où $n(r)$ est la densité atomique.

En réalité, le système expérimental est plus proche d'un système à 3 niveaux : le niveau fondamental $5S_{1/2}$ et deux niveaux excités $5P_{1/2}$ et $5P_{3/2}$. Le calcul des désaccords en fréquence du laser intense par rapport à la raie D_1 et D_2 du rubidium donne un écart de l'ordre de 7 %. On peut donc en première approximation considérer que les niveaux

fins $5P_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ sont dégénérés et qu'on se trouve dans la situation d'un atome à deux niveaux. Les niveaux d'énergie de l'atome subissent alors le même déplacement lumineux.

Le développement limité de γ_{sp} pour $r = 0$ sous la condition de faible déplacement lumineux, montre qu'on peut négliger le déplacement lumineux si son amplitude $\delta_0 = \frac{U_0}{\hbar}$ vérifie la relation :

$$\delta_0 \ll -\Gamma \frac{(1 + 4\delta_{sonde}^2/\Gamma^2)}{4\frac{\delta_{sonde}}{\Gamma}}. \quad (3.7)$$

Dans le cadre de notre expérience où $\delta_{sonde} = -0.66 \Gamma$, cette relation est vérifiée pour $\delta_0 \ll \Gamma$, ce qui correspond à $U_0 \ll 283 \mu K$.

3.1.3.5.2 Emission des atomes en équilibre thermodynamique dans le puits

A cause du déplacement lumineux, le profil d'émission des atomes guidés dans l'hypothèse où ils sont en équilibre thermodynamique, est modifié et s'écrit :

$$G_{eq}(r) = \gamma_{sp}(r) \times n_{eq}(0) \frac{\exp[a \times \exp(-\frac{2r^2}{w^2})] - 1}{\exp(a) - 1} \quad (3.8)$$

où $n_{eq}(0)$ est la densité des atomes au centre du puits et $a = \frac{U_0}{k_B T}$ est le rapport de la profondeur du puits de potentiel à l'énergie cinétique des atomes. La figure 3.11 présente des profils d'émission, incluant ou non l'effet du déplacement lumineux. Les courbes ont été tracées pour des atomes à $T = 10 \mu K$ et pour différentes valeurs du paramètre a . Plus le puits est profond (a croissant), plus l'effet du déplacement lumineux sur le profil d'émission est important et tend à baisser son amplitude, surtout au voisinage du centre du puits.

Le déplacement lumineux introduit aussi une modification de la largeur du profil d'émission comparée à celle de la densité atomique. Pour rendre compte de cet effet, à partir de la courbe 3.11, nous avons tracé sur la figure 3.12 les quantités $N_{eq}(r) = G_{eq}(r) \times (1 + 4(\delta_{sonde} - 2\delta(0))^2/\Gamma^2)$. Les profils d'émission sont normalisés à l'unité en leur centre. Dans tous les cas présentés ici, l'élargissement dû au déplacement lumineux reste faible.

En résumé, dans l'hypothèse où le nuage guidé est en équilibre thermodynamique, le

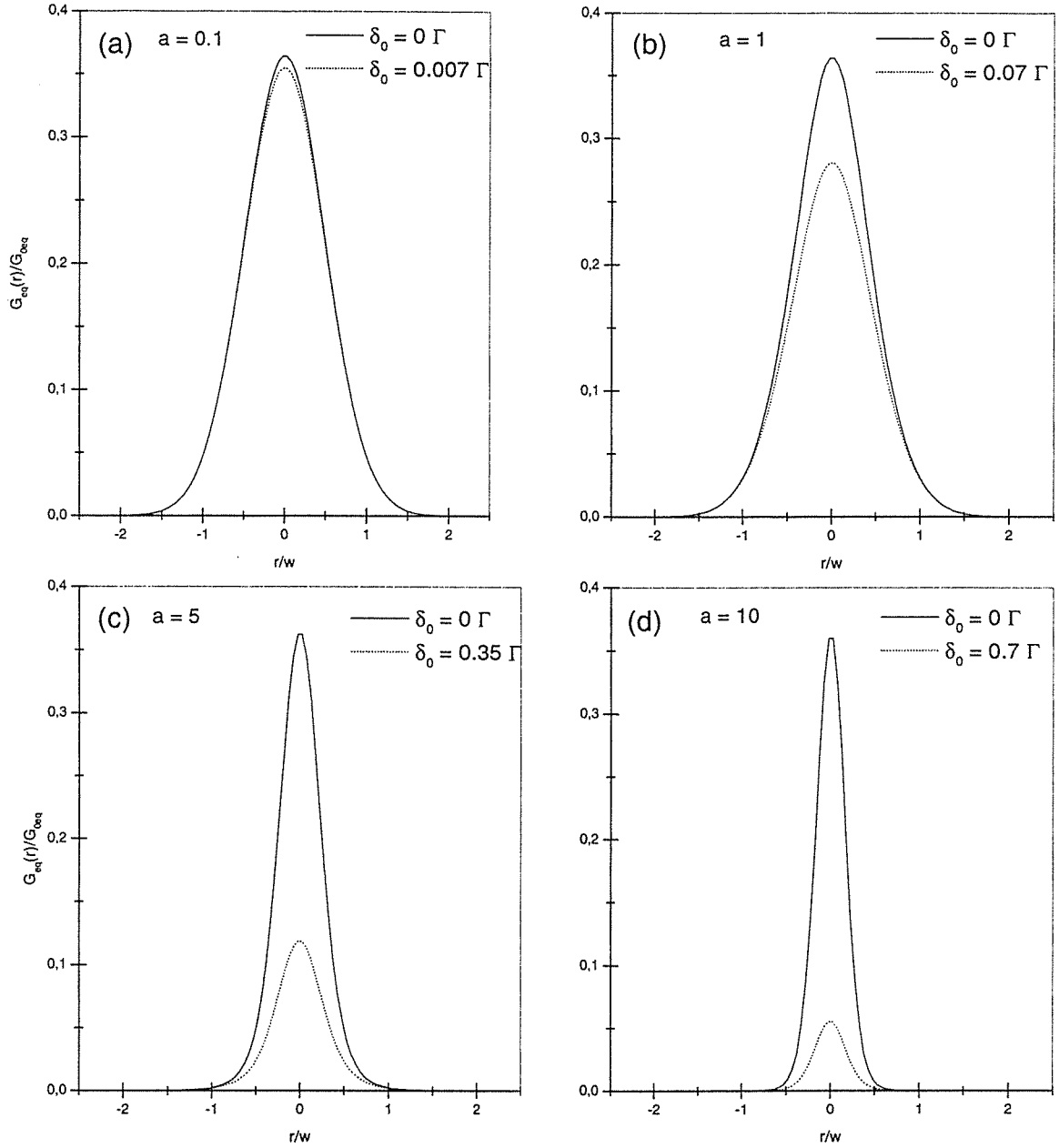


FIG. 3.11: Profil d'émission des atomes en équilibre thermodynamique incluant (pointillés) ou non (traits pleins) le déplacement lumineux ($\delta_0 = \frac{U_0}{h}$), pour $a = 0.1, 1, 5$ et 10 , $T = 10 \mu K$ et $\delta_{sonde} = -0.66 \Gamma$. $G_{0eq} = \frac{\Gamma I_{sonde}}{2 I_{sat}} \times n_{eq}(0)$.

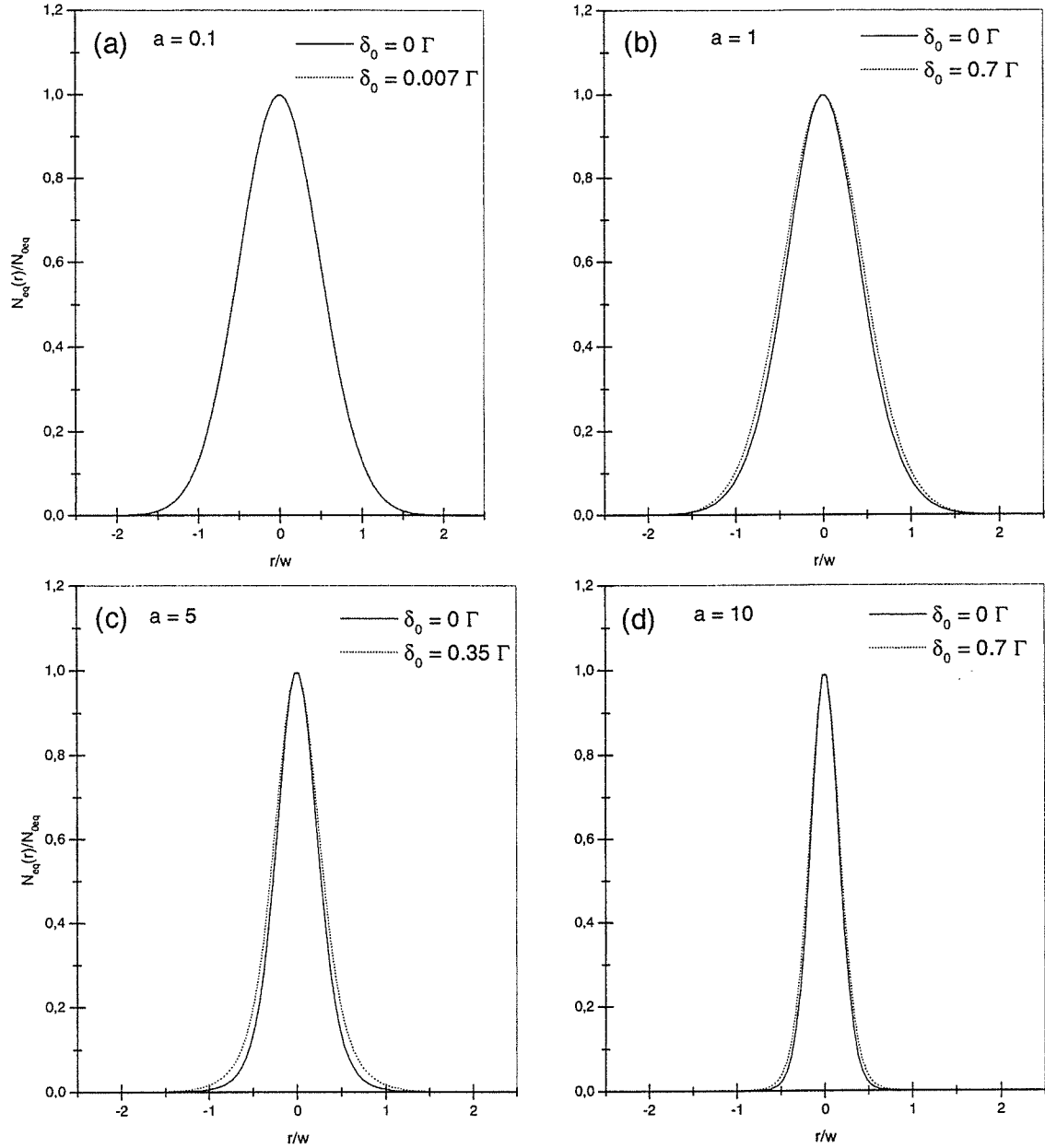


FIG. 3.12: Profil d'émission des atomes en équilibre thermodynamique dans le guide en fonction du déplacement lumineux ($\delta_0 = \frac{U_0}{\hbar\Gamma}$) et du paramètre $a = \frac{U_0}{k_B T}$. Le désaccord initial du faisceau sonde est $\delta_{\text{sonde}} = -0.66 \Gamma$ et la température du nuage guidé est fixée à $10 \mu\text{K}$. La taille du guide est aussi fixée.

déplacement lumineux a un effet qui est presque négligeable sur la taille de la densité des atomes guidés, mais qui est très important sur l'amplitude du signal détecté.

3.1.3.5.3 Emission des atomes hors équilibre thermodynamique dans le puits

Sous la condition hors équilibre thermodynamique, le profil d'émission $G_{heq}(r)$ des atomes guidés s'exprime comme :

$$G_{heq}(r) = \gamma_{sp}(r) n_{heq}(0) \exp\left(-\frac{2r^2}{\sigma_0^2}\right) \times \left\{ \frac{1 - \exp\left(-a_0 \cdot \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right)\right)}{1 - \exp(-a_0)} \right\} \quad (3.9)$$

où $n_{heq}(0)$ est la densité des atomes au centre et $a_0 = \frac{U_0}{k_B T_0}$ est le rapport de la profondeur du puits à l'énergie cinétique des atomes. Son tracé pour différents taux de recouvrement du nuage par le guide ($d = \frac{\sigma_0}{w}$) fixés est présenté dans les figures 3.13 ($d = 0.5$), 3.14 ($d = 1$) et 3.15 ($d = 2$). Le déplacement lumineux diminue l'amplitude du profil d'émission des atomes guidés. Son effet est d'autant plus important que son amplitude (δ_0) est grande (a_0 croissant), et ne dépend pas du taux de recouvrement.

La largeur du profil d'émission des atomes guidés dépend à la fois du déplacement lumineux et du taux de recouvrement, dans l'hypothèse où la distribution de la densité atomique guidés est supposée être la même à l'entrée du guide et dans le guide. Pour mieux visualiser cela, on normalise à 1 le centre du profil d'émission des atomes qui s'écrit $N_{heq}(r) = G_{heq}(r)(1 + 4(\delta_{sonde} - 2\delta(0))^2/\Gamma^2)$ et ont trace les courbes correspondantes (Fig 3.16, 3.17 et 3.18). Les courbes montrent que plus le taux de recouvrement est élevé (les atomes guidés peuplent les niveaux d'énergies élevées du puits créé par le guide), plus le signal détecté est élargi et voire déformé pour un fort déplacement lumineux (Fig 3.17 (d), 3.18 (c) et (d)). En effet la densité des atomes guidés étant presque uniforme (équitablement répartie dans le guide), un fort déplacement lumineux diminue fortement l'émission des atomes au centre du guide, ce qui crée un creux au centre du profil d'émission des atomes guidés (Fig 3.17 (d), 3.18 (c) et (d)). Lorsque le taux de recouvrement est petit (les atomes peuplent le fond du puits), le déplacement lumineux modifie très peu la taille du profil d'émission des atomes. En effet au fond du puits ($r \ll w$), la fluorescence des

atomes est diminuée (Fig 3.13), mais ne varie presque pas en fonction de leur position (Fig 3.16). Le déplacement des niveaux d'énergies des atomes est sensiblement le même pour tous les atomes.

Les résultats d'analyses des cas correspondants aux paramètres expérimentaux (Fig 3.13 (b) et 3.14 (b)) montrent que l'amplitude du profil d'émission des atomes sera modifiée par l'effet du déplacement lumineux, mais pas sa taille (Fig 3.16 (b) et 3.17 (b)).

3.2 ANALYSE DES RESULTATS DU GUIDE

Dans cette partie on analyse les images prises avec la caméra CCD. On en déduit les caractéristiques de la mélasse (nombre d'atomes dans la mélasse, taille et température de la mélasse), le pourcentage d'atomes guidés et on détermine les caractéristiques du nuage d'atomes guidés, à savoir sa taille et sa température. On rappelle que la prise d'images a été faite à deux altitudes différentes, à 1 cm et à 30 cm en dessous du PMO. On connaît aussi la distance sur laquelle on peut guider les atomes. La détection à 30 cm nous permet également de mesurer la température des atomes tout au long de leur trajet dans le guide.

3.2.1 Efficacité du guide dipolaire

3.2.1.1 Analyse des clichés obtenus à 1 cm en dessous du PMO

Comme on l'a décrit au paragraphe 3.6, le guidage est mis en évidence avec l'enregistrement de deux clichés (Fig 3.20). Le premier, réalisé en absence de guide (laser de guidage éteint) donne les caractéristiques de la mélasse, à savoirs sa taille, le nombre d'atomes qu'elle contient et sa température. Le deuxième cliché, réalisé en présence du guide permet de comparer les deux situations.

Chaque cliché contient deux images : l'image du haut est celle de la mélasse et l'image du bas est celle de la fluorescence des atomes lorsqu'ils traversent le faisceau sonde après une chute de 1 cm. En absence de guide, l'image du bas permet de mesurer l'expansion balistique du nuage et de déduire la température de la mélasse. En présence du guide,

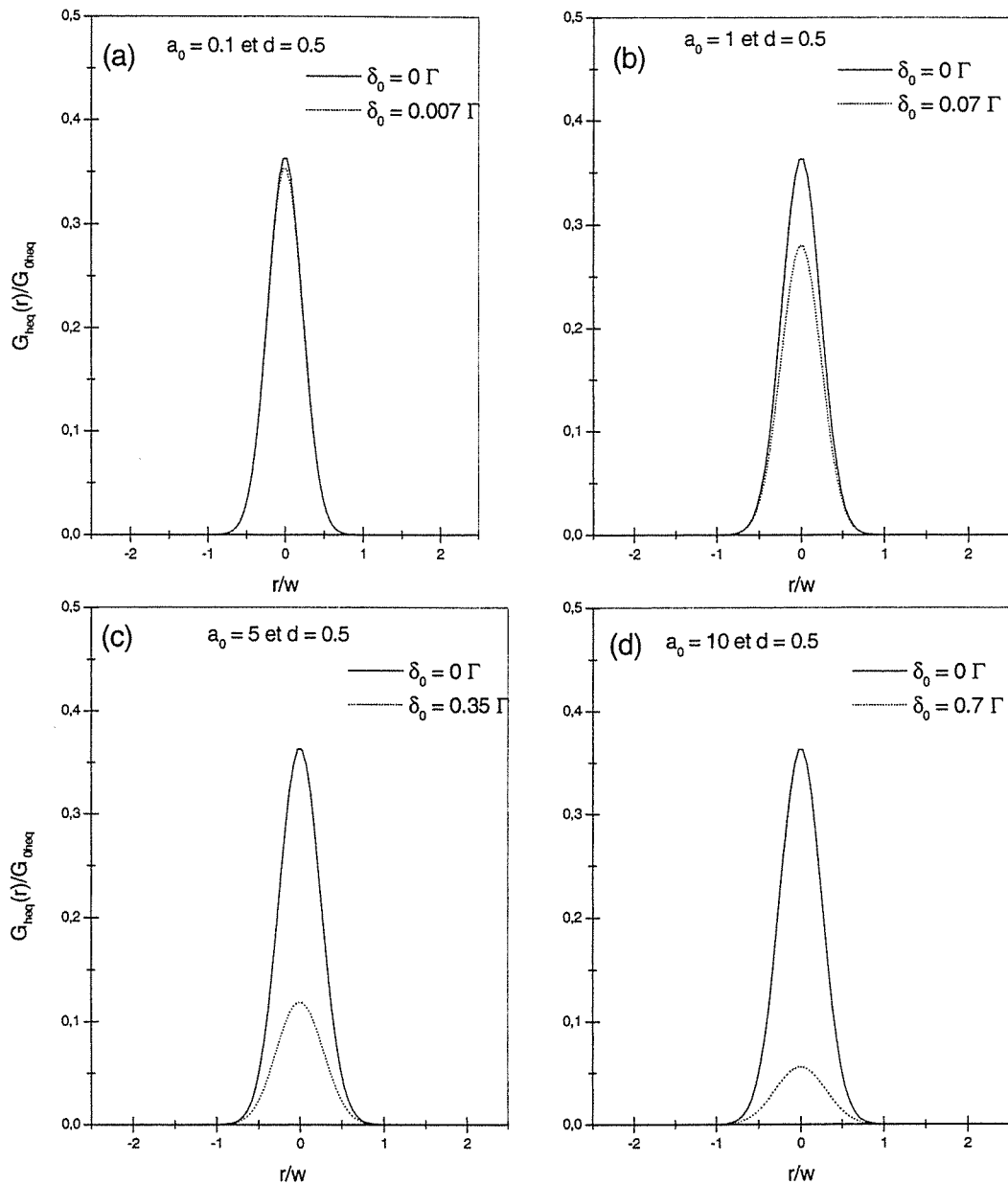


FIG. 3.13: Profil d'émission des atomes hors d'équilibre thermodynamique dans le guide en fonction du déplacement lumineux ($\delta_0 = \frac{U_0}{\hbar}$), du paramètre $a_0 = \frac{U_0}{k_B T_0}$ et du taux de recouvrement $d = \frac{\sigma_0}{w} = 0.5$. Le désaccord initial du faisceau sonde est $\delta_{sonde} = -0.66 \Gamma$ et la température du nuage guidés est fixée à $10 \mu\text{K}$. La taille du guide est aussi fixée. $G_{heq}(0) = \frac{\Gamma}{2} \frac{I_{sonde}}{I_{sat}} \times n_{heq}(0)$.

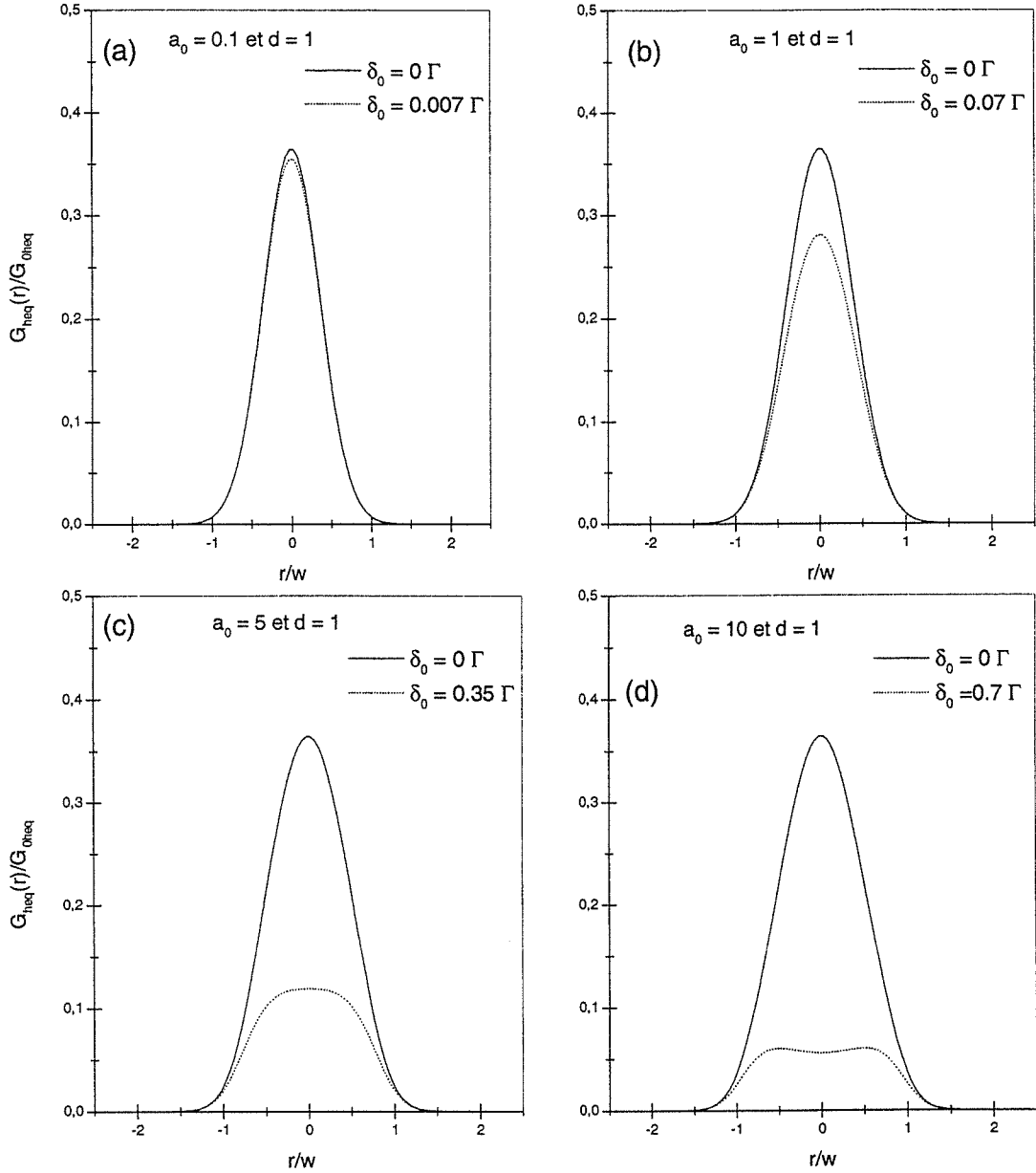


FIG. 3.14: Profil d'émission des atomes hors d'équilibre thermodynamique dans le guide en fonction du déplacement lumineux ($\delta_0 = \frac{U_0}{\hbar}$), du paramètre $a_0 = \frac{U_0}{k_B T_0}$ et du taux de recouvrement $d = \frac{\sigma_0}{w} = 1$. Le désaccord initial du faisceau sonde est $\delta_{sonde} = -0.66 \Gamma$ et la température du nuage guidés est fixée à $10 \mu K$. La taille du guide est aussi fixée. $G_{heq}(0) = \frac{\Gamma}{2} \frac{I_{sonde}}{I_{sat}} \times n_{heq}(0)$.

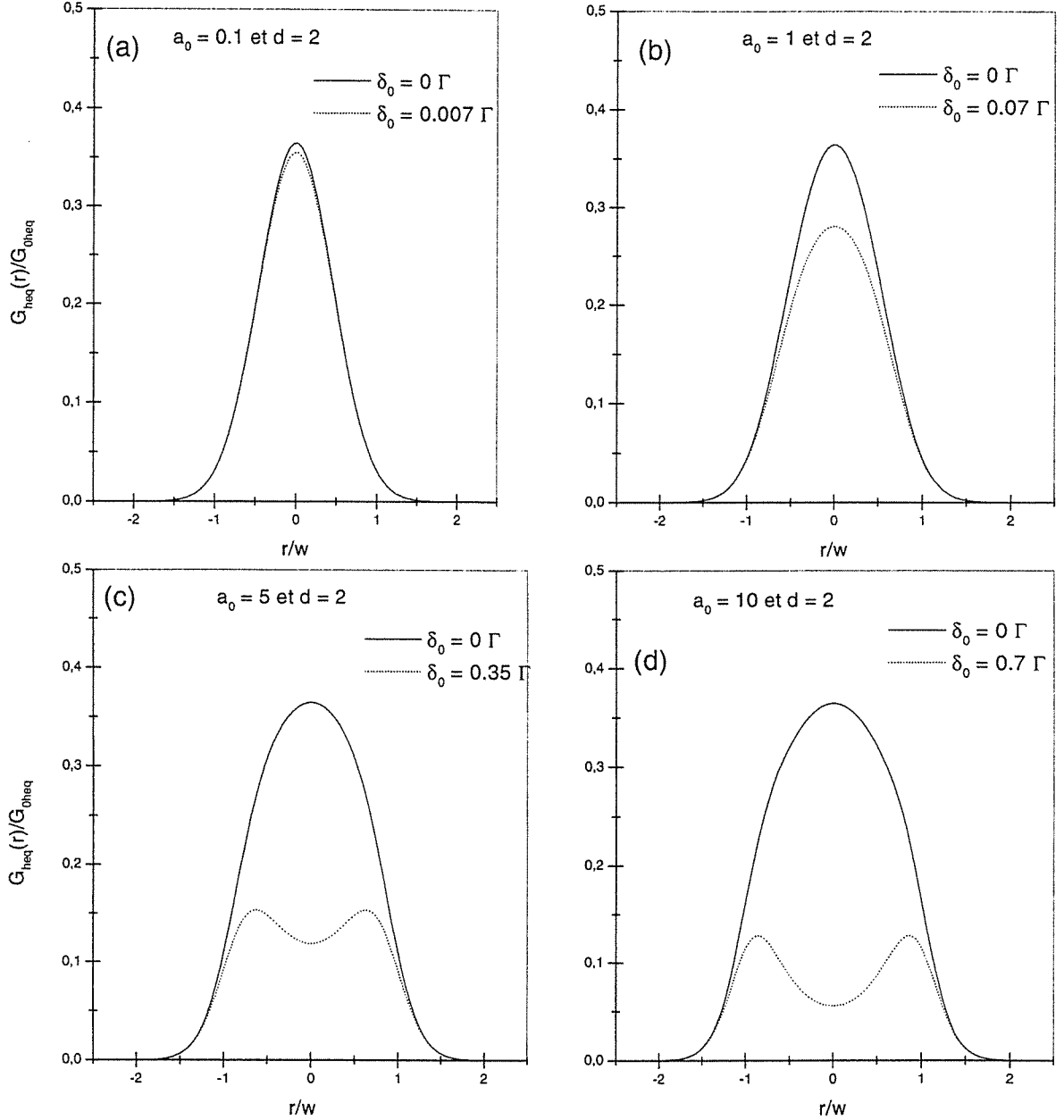


FIG. 3.15: Profil d'émission des atomes hors d'équilibre thermodynamique dans le guide en fonction du déplacement lumineux ($\delta_0 = \frac{U_0}{\hbar}$), du paramètre $a_0 = \frac{U_0}{k_B T_0}$ et du taux de recouvrement $d = \frac{\sigma_0}{w} = 2$. Le désaccord initial du faisceau sonde est $\delta_{sonde} = -0.66 \Gamma$ et la température du nuage guidés est fixée à $10 \mu K$. La taille du guide est aussi fixée. $G_{heq}(0) = \frac{\Gamma}{2} \frac{I_{sonde}}{I_{sat}} \times n_{heq}(0)$.

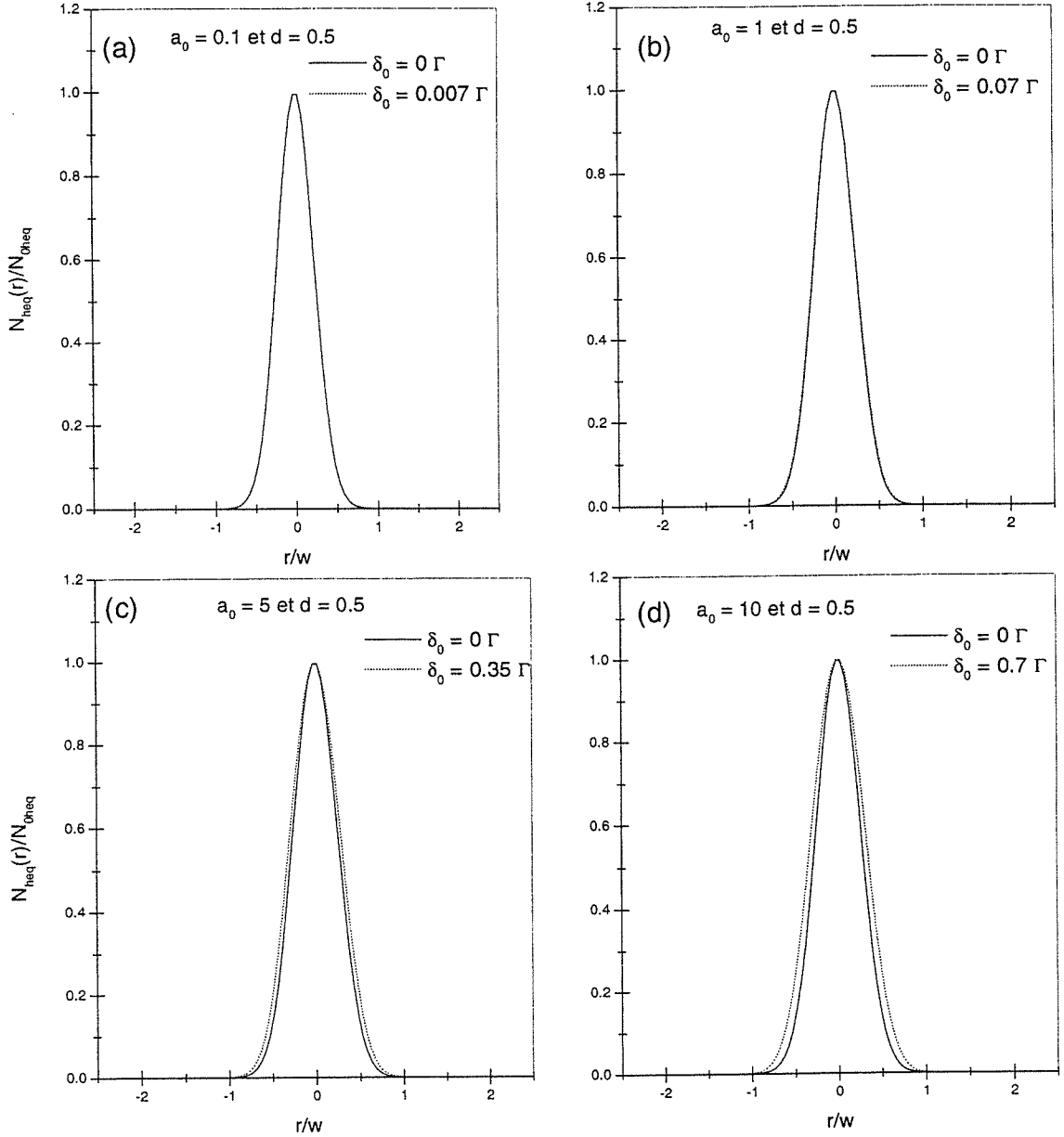


FIG. 3.16: Profil d'émission des atomes hors d'équilibre thermodynamique dans le guide en fonction du déplacement lumineux ($\delta_0 = \frac{U_0}{\hbar}$), du paramètre $a_0 = \frac{U_0}{k_B T_0}$ et du taux de recouvrement $d = \frac{\sigma_0}{w} = 0.5$. Le profil est normalisé à 1 au centre. Le désaccord initial du faisceau sonde est $\delta_{sonde} = -0.66 \Gamma$ et la température du nuage guidés est fixée à $10 \mu K$. La taille du guide est aussi fixée. $N_{0heq} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I_{sonde}/I_{sat}}{1+4(\delta_{sonde}-2\delta(0))^2/\Gamma^2} n_{heq}(0)$.

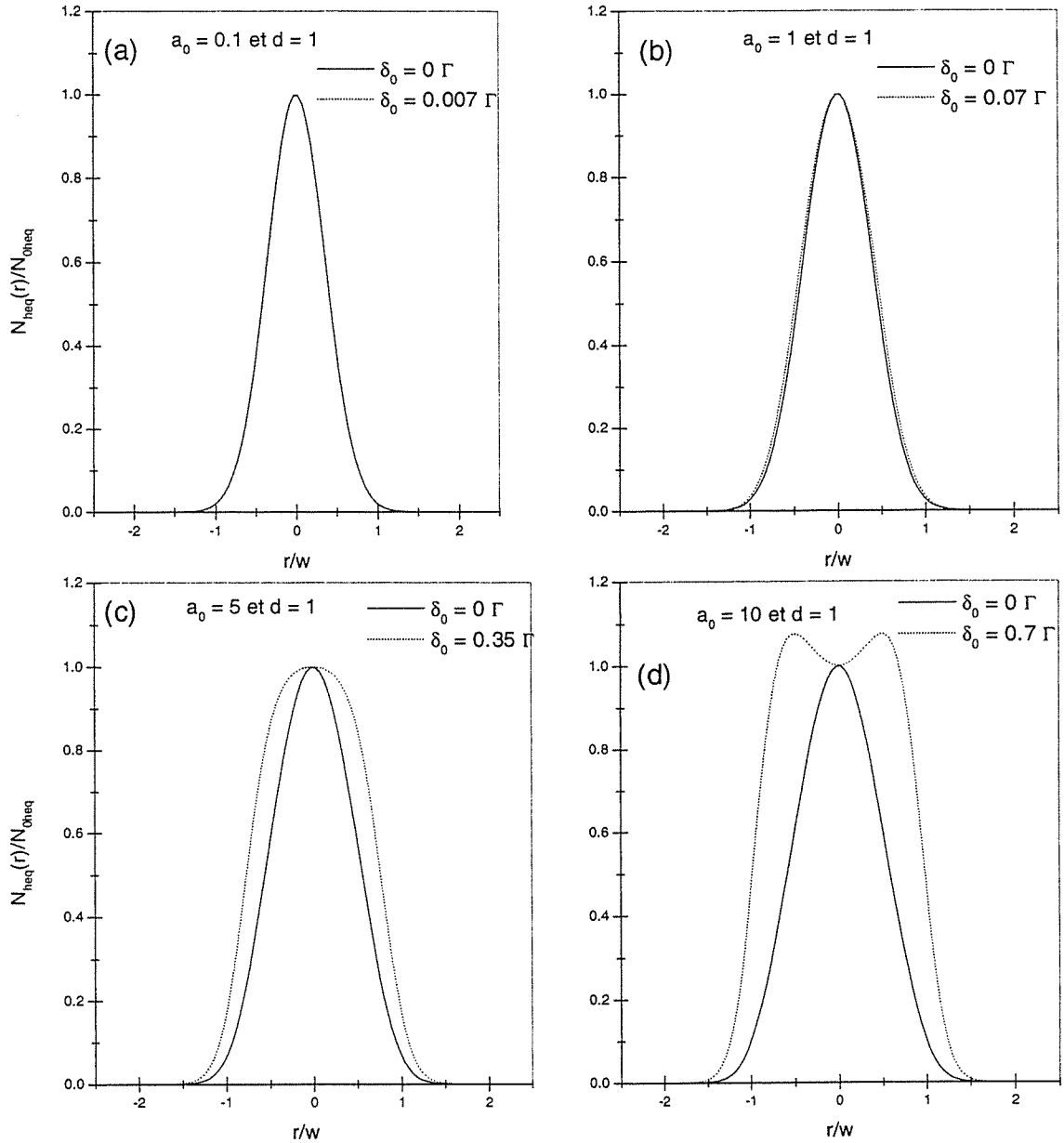


FIG. 3.17: Profil d'émission des atomes hors d'équilibre thermodynamique dans le guide en fonction du déplacement lumineux ($\delta_0 = \frac{U_0}{\hbar}$), du paramètre $a_0 = \frac{U_0}{k_B T_0}$ et du taux de recouvrement $d = \frac{\sigma_0}{w} = 1$. Le profil est normalisé à 1 au centre. Le désaccord initial du faisceau sonde est $\delta_{sonde} = -0.66 \Gamma$ et la température du nuage guidés est fixée à $10 \mu K$. La taille du guide est aussi fixée. $N_{0heq} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I_{sonde}/I_{sat}}{1+4(\delta_{sonde}-2\delta(0))^2/\Gamma^2} n_{heq}(0)$.

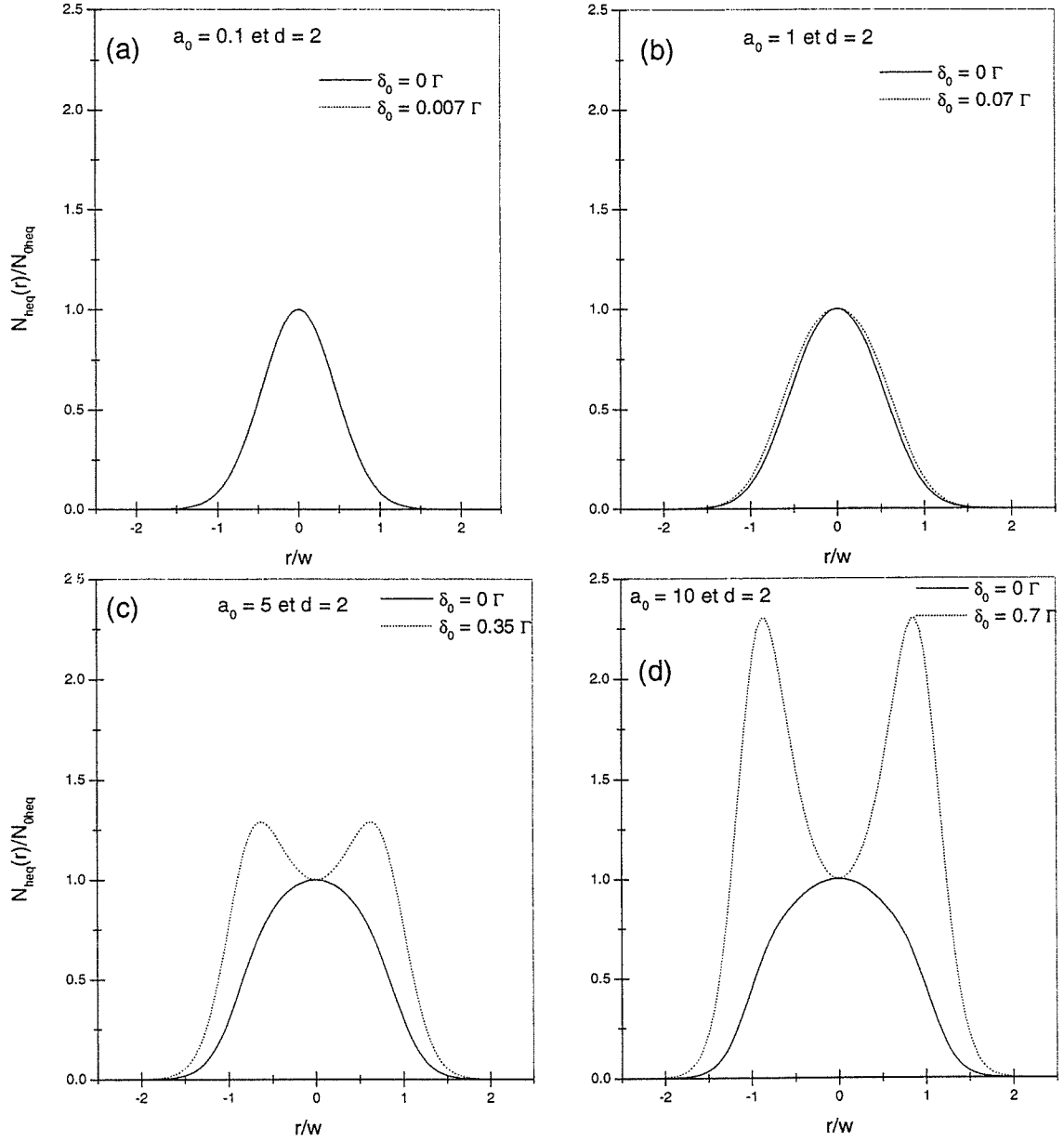


FIG. 3.18: Profil d'émission des atomes hors d'équilibre thermodynamique dans le guide en fonction du déplacement lumineux ($\delta_0 = \frac{U_0}{\hbar}$), du paramètre $a_0 = \frac{U_0}{k_B T_0}$ et du taux de recouvrement $d = \frac{\sigma_0}{w} = 2$. Le profil est normalisé à 1 au centre. Le désaccord initial du faisceau sonde est $\delta_{\text{sonde}} = -0.66 \Gamma$ et la température du nuage guidés est fixée à $10 \mu\text{K}$. La taille du guide est aussi fixée. Les échelles ont été redimensionnées.

$$N_{0\text{heq}} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I_{\text{sonde}}/I_{\text{sat}}}{1+4(\delta_{\text{sonde}}-2\delta(0))^2/\Gamma^2} n_{\text{heq}}(0).$$

l'image du bas illustre l'effet du guidage : on observe en son centre une augmentation de la fluorescence des atomes qui témoigne d'une densité plus grande dans cette région.

La méthode d'analyse des clichés est la suivante :

(i) images du haut : une région large (plusieurs fois la taille de la mélasse) est intégrée verticalement (en pratique sur 47 lignes d'épaisseur $50 \mu\text{m}$) et donne un profil d'émission horizontal des atomes (Fig 3.19, courbe en trait plein). Les atomes de la mélasse étant

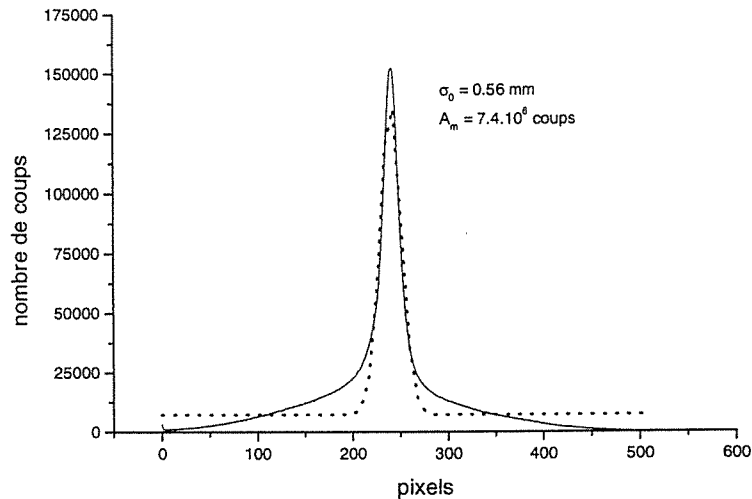


FIG. 3.19: Signal d'intégration numérique sur 47 lignes de l'image de la fluorescence de la mélasse (courbe en trait plein). La courbe d'ajustement est en pointillée. A_m est l'aire du profil, σ_0 son rayon à $1/e^2$ et $1 \text{ pixel} = 25 \mu\text{m}$.

éclairés par un faisceau fortement désaccordé (-14.5Γ), le profil d'émission est proportionnel à la densité atomique dans la mélasse. On accède ainsi au nombre d'atomes que contient la mélasse et sa taille (rayon à $1/e^2$). Le nombre d'atomes dans la mélasse est égal à un facteur multiplicatif près à l'aire du signal. L'ajustement avec une gaussienne du profil d'émission des atomes (Fig 3.19, courbe en pointillé) donne une taille de la mélasse de 0.56 mm . L'aire du profil donne un nombre d'atome d'environ 10^7 . La température de la mélasse est obtenue après ajustement avec une gaussienne du profil d'émission des atomes dans le faisceau sonde à 1 cm en absence de guide (Fig 3.20 (a)). La largeur σ du profil s'exprime en fonction de la taille de la mélasse (σ_0), de la dispersion des vitesses

(σ_v) des atomes dans la mélasse et du temps d'évolution balistique t_{bal} [82] par :

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 + 4\sigma_v^2 t_{bal}^2. \quad (3.10)$$

La quantité σ_v s'exprime elle même en fonction de la température T de la mélasse par la relation :

$$k_B T = m\sigma_v^2. \quad (3.11)$$

A partir des relations (3.10) et (3.11) on déduit la température T de la mélasse qui est d'environ $9.7 \mu\text{K}$.

(ii) images du bas : chaque image est intégrée numériquement sur 10 lignes suivant la verticale, autour de sa région d'intensité maximum. On obtient le profil d'émission des atomes dans la sonde. Les figures 3.20 (a) et 3.20 (b) présentent respectivement les profils d'émission obtenus en absence et en présence du guide. Les images ayant été enregistrées en présence du laser de guidage, les profils d'émission déduites ne sont pas en général proportionnels à la densité des atomes (voir paragraphe 3.1.3.5). Si on ne se trouve pas dans le cas d'un déplacement lumineux faible (3.7), la densité atomique ne peut être déduite simplement du profil d'émission (voir appendice A). En effet, si $n(x,y)$ désigne la densité à deux dimensions (2D) du nuage (atomes guidés et atomes non guidés), le profil d'émission 2D est proportionnel à :

$$P_{2D}(x, y) = n(x, y)\gamma_{sp}(x, y) \quad (3.12)$$

et notre expérience donne le profil d'émission 1D suivant la direction $0x$ qui est

$$P_{1D}(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_{2D}(x, y)dy = \int_{-\infty}^{+\infty} n(x, y)\gamma_{sp}(x, y)dy. \quad (3.13)$$

Même si $n(x, y)$ est bien décrit par une ou plusieurs fonctions gaussiennes, donc séparables en $n_1(x)n_2(y)$ selon les coordonnées x et y , le taux d'émission $\gamma_{sp}(x, y)$ n'étant pas séparable, il n'est pas possible d'obtenir $P_{1D}(x, y)$ en fonction de la densité à 1D selon x , $n_1(x)$. Comme nous le verrons dans le paragraphe 3.3.2, $P_{1D}(x, y)$ pourra être comparé au signal numérique obtenu par des calculs Monte-Carlo, incluant si besoin est, l'effet du déplacement lumineux.

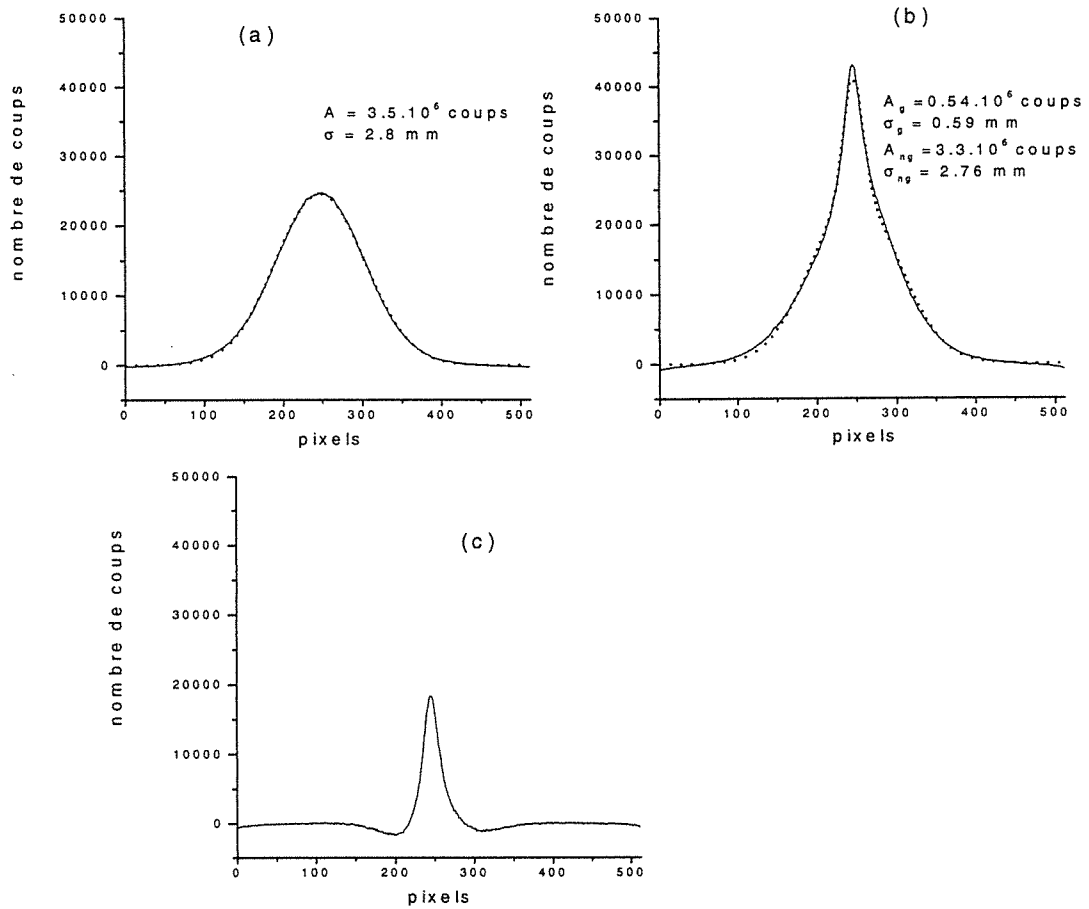


FIG. 3.20: Signal d'intégration numérique sur 10 lignes autour du maximum d'intensité de l'image de la fluorescence des atomes dans le faisceau sonde placée à 1 cm en dessous du PMO, en absence de guide (a) et en présence de guide (b). Le signal (c) est la différence des profils d'émission (b)-(a). Les courbes en pointillé représente les fonction d'ajustement et celles en trait plein les profils d'émission des atomes. σ et A représentent respectivement le rayon à $1/e^2$ et le nombre d'atomes en absence de guide. σ_g et A_g (respectivement σ_{ng} et A_{ng}) représentent respectivement le rayon à $1/e^2$ et le nombre d'atomes du nuage guidé (respectivement non guidé) en présence du guide. 1 pixel = 25 μ m.

En absence de guide, le profil d'émission des atomes est gaussien (Fig 3.20 (a)). Lorsqu'on installe le guide, le profil montre en plus un pic prononcé au centre qui est la manifestation des atomes piégés par le guide (Fig 3.20 (b)). Le pic est alors centré sur une distribution large des atomes non guidés. L'effet du guide dipolaire est clairement mis en évidence si on fait la différence des deux courbes (Fig 3.20 (b)-Fig 3.20 (a)). La courbe résultante est présentée par la figure 3.20 (c). Le pic des atomes guidés est maintenant clairement observé et centré dans un creux. On fait remarquer que le profil des atomes non guidés en présence de guide ne correspond pas exactement au profil montré à la figure (Fig 3.20 (a)) en absence de guide, car le mouvement des atomes non guidés est affecté par la présence du potentiel dipolaire. Les creux observés dans la figure 3.20 (c) issue de la différence de 3.20 (b) par 3.20 (a), sont liés à l'absence des atomes qui sont restés localisés dans le faisceau laser guidant et qui ont été guidés. Néanmoins, l'aire des creux n'est pas tout à fait égale à l'aire du pic central à cause de l'influence du guide sur les atomes qui tend à les ramener vers le centre. Les ailes du profil contiennent des atomes de cette catégorie.

De la courbe de la figure 3.20 (b) on déduit l'efficacité η du guide qui est donnée par le rapport de l'aire du pic central (A_g) à l'aire totale du profil d'émission des atomes ($A_g + A_{ng}$ où A_{ng} est l'aire de la distribution des atomes non guidés) : $\eta = \frac{A_g}{A_g + A_{ng}}$. Dans la pratique on fait un ajustement avec deux gaussiennes du profil obtenu en présence du guide, ce qui nous donne les aires désirées (A_g, A_{ng}). On trouve par cette méthode d'analyse une efficacité du guide de 14 % qui représente environ 10^6 atomes guidés. Les paramètres expérimentaux permettent de calculer un déplacement lumineux dont l'amplitude est $\delta_0 = 0.25 \Gamma$ et qu'il importe de corriger dans les résultats des analyses des images. L'efficacité réelle du guide est donc supérieure à celle qu'on obtient. De plus on mesure aussi bien en absence qu'en présence du guide, un décalage transversal de $150 \mu\text{m}$ entre le centre du profil d'émission de la mélasse et le centre du profil d'émission des atomes dans le faisceau sonde, ce qui conduit également à diminuer l'efficacité attendue du guide.

3.2.1.2 Analyse des clichés à 30 cm en dessous du PMO

A cet endroit de la détection, la profondeur du puits dipolaire est faible d'environ $1 \mu\text{K}$. L'effet du déplacement lumineux d'amplitude $\delta_0 \simeq 0.012 \Gamma$ est négligeable. En conséquence, on pourra assimiler le profil d'émission des atomes au profil de densité. La figure 3.21 montre les profils d'émission des atomes obtenus après une intégration sur 10 lignes suivant la direction verticale ($1 \text{ ligne} = 2 \text{ pixels} = 48 \mu\text{m}$) du cliché de la figure 3.10.

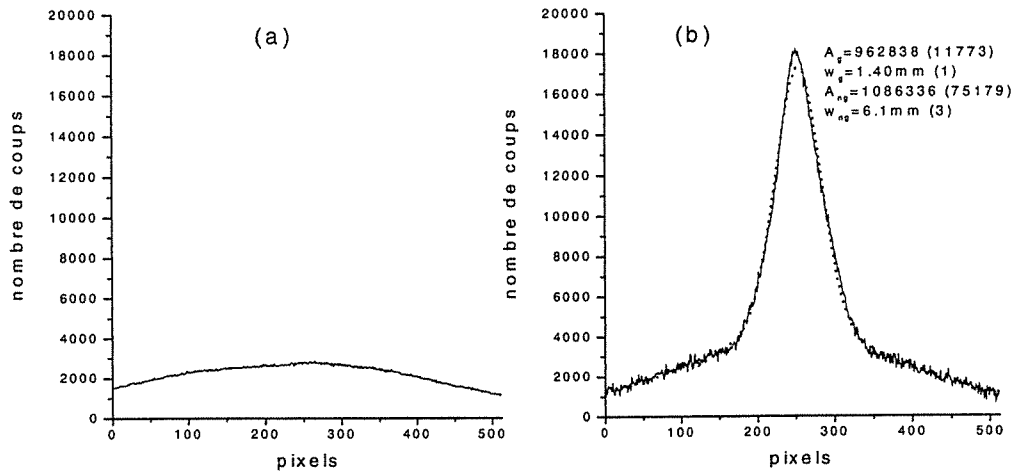


FIG. 3.21: Signal d'intégration numérique sur 10 lignes autour du maximum d'intensité de l'image de la fluorescence des atomes dans le faisceau sonde placée à 30 cm en dessous du PMO, en absence de guide (a) et en présence de guide (b). σ_g et A_g (respectivement σ_{ng} et A_{ng}) représentent respectivement le rayon à $1/e^2$ et le nombre d'atomes du nuage guidé (respectivement non guidé) en présence du guide. $1 \text{ pixel} = 24 \mu\text{m}$.

Le graphe 3.21 (a) donne le profil d'émission des atomes après expansion balistique, et le graphe 3.21 (b) représente celui en présence du guide. L'effet du guide est clairement observé car la distribution spatiale des atomes non guidés est très large comparée à celle des atomes guidés. En présence de guide, le profil des atomes obtenu présente un pic étroit des atomes guidés centré sur une distribution très large des atomes non guidés (Fig 3.21

(b)). Les profils sont analysés via un ajustement utilisant une gaussienne pour la figure 3.21 (a) et deux gaussiennes pour la figure 3.21 (b).

En première analyse, le faisceau sonde étant assez large, on peut considérer que l'efficacité du guide est donnée par $\eta = \frac{A_g}{A_g + A_{ng}}$ où A_g et A_{ng} sont des nombres de coups proportionnels au nombre d'atomes puisque le déplacement lumineux est faible. L'ajustement des courbes donne une largeur de 1.39 mm pour la taille du nuage d'atomes guidés, ce qui est 1.5 fois plus grand que la taille du guide qui est d'environ 0.880 mm à 30 cm en dessous du PMO. On mesure une efficacité du guide d'environ 40 %. Ces mesures ne sont pas affectées par le déplacement lumineux qui est très faible à cette position de la détection (moins de $\Gamma/100$).

Pour une analyse plus précise, il faut considérer la taille de la nappe de lumière qui réalise la détection. La taille du faisceau d'analyse est de l'ordre de 10 mm, ce qui est inférieure à la taille w_{ng} du nuage d'atomes non guidés (12 à 15 mm). Il faut donc introduire un facteur correctif C_{det} pour A_{ng} qui vaut :

$$C_{det} = \int_{-5}^{+5} \frac{1}{\sqrt{\frac{\pi}{2}} w_{ng}} \exp\left(-2\frac{y^2}{w_{ng}^2}\right) dy. \quad (3.14)$$

C_{det} est évalué de l'ordre de 0.4 à 0.6. L'efficacité réelle est alors évaluée à $\frac{A_g}{A_g + \frac{A_{ng}}{C_{det}}}$, soit $\eta = 26\%$ ou $\eta = 35\%$.

En conclusion, le guidage permet d'augmenter le flux atomique en chute. L'augmentation varie comme le carré de la taille du nuage d'atomes non guidés divisé par le carré de la taille du nuage d'atomes guidés. Dans le cas que nous venons de présenter à 30 cm, l'augmentation de flux est de l'ordre de $(11.6/1.39)^2 \sim 70$. Elle ne concerne que $\sim 40\%$ des atomes. A l'altitude du col du faisceau laser de guidage (là où sa taille vaut $w_0 = 0.1$ mm, situé à 75 mm en dessous du PMO) l'accroissement de flux est estimé à $(7.4/0.1)^2 \sim 5500$ où 7.4 mm et 0.1 mm sont respectivement les estimations de la taille de la distribution des atomes non guidés et des atomes guidés au niveau du col du faisceau.

Le guidage dipolaire s'avère être un bon moyen pour générer des jets atomiques lents (vitesses longitudinale de l'ordre du m/s) et collimatés. De nombreuses applications peuvent être envisagées, comme son utilisation dans des expériences de collisions,

ou d'horloge atomique.

3.2.2 Température des atomes dans le guide

Comme nous venons de le mentionner, les atomes peuvent être guidés dans un guide à section variable. Ainsi au passage du col du faisceau laser de guidage le flux sera maximal, et après le passage du col le flux diminuera de la même manière que la section du faisceau laser. Afin d'analyser complètement le nuage d'atomes guidés, nous avons mesuré la température du nuage tout au long du guide.

3.2.2.1 Méthode expérimentale

On utilise une technique de temps de vol pour mesurer la température des atomes dans le guide. Ce procédé reste valable dans le cas du guide car la faible densité des atomes guidés (moins de 10^{11} atomes/cm³) autorise à négliger les interactions entre eux. La procédure expérimentale est la suivante (Fig 3.22).

On guide les atomes avec le faisceau laser Nd :YAG durant un temps t . Les atomes ont alors atteint l'altitude z ($z = \frac{1}{2}gt^2$). A cet instant on arrête le laser de guidage via un shutter mécanique intégré dans le dispositif du laser qui est contrôlé par ordinateur, et les atomes continuent de tomber sans le guide. Durant cette seconde partie de chute, les atomes évoluent librement et l'expansion du nuage est due à la distribution de leur vitesse dans le guide à l'instant t . On détecte ensuite les atomes à $z = 30$ cm en dessous du PMO avec la technique d'imagerie décrite au paragraphe 3.1.3.4.

3.2.2.2 La température des atomes dans le guide

L'image de la trace des atomes à la traversée du faisceau sonde est faite avec la caméra CCD placée à $z = 30$ cm. On trace ensuite le profil de densité des atomes à partir de l'analyse de cette image. Puis on fait un ajustement du profil avec une fonction gaussienne. La largeur σ du profil s'exprime en fonction de la taille du nuage d'atomes guidés (σ_g), de la dispersion de la vitesse (σ_v) au moment de l'arrêt du faisceau laser de guidage, et du

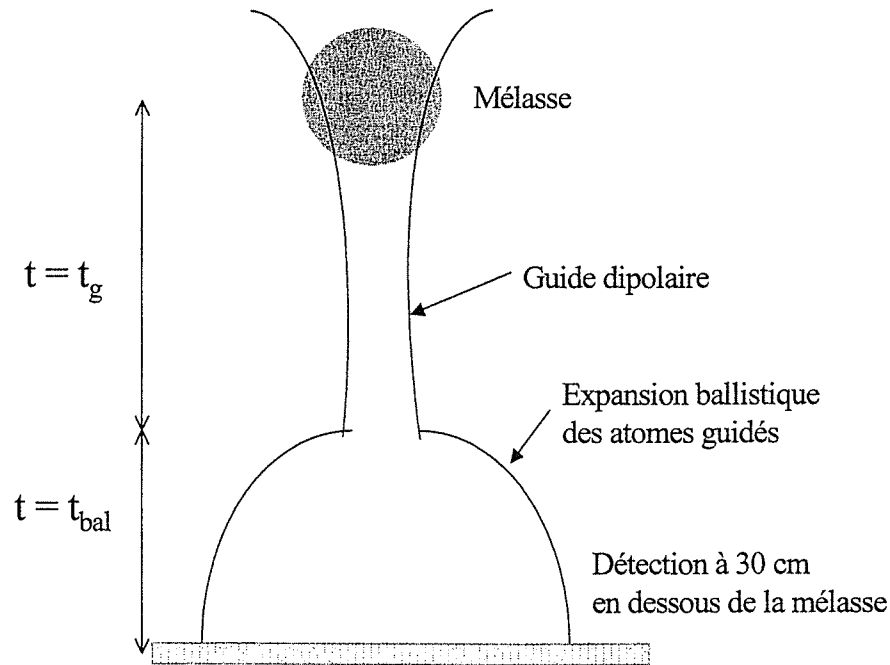


FIG. 3.22: Schéma expérimental de la mesure de la température des atomes guidés le long du guide.

temps d'évolution balistique t_{bal} , par $\sigma^2 = \sigma_g^2 + 4\sigma_v^2 t_{bal}^2$. On suppose que σ_g est proche de la taille du guide à l'altitude correspondante. La quantité σ_v est liée à la température T des atomes dans le guide à l'instant t par la relation $k_B T = m\sigma_v^2$. Les résultats sont présentés dans la figure 3.23.

Les points en carré noir sur la figure représentent les mesures expérimentales. Les résultats de ces mesures montrent que la température des atomes dans le guide augmente au fur et à mesure que les atomes s'approchent du col du faisceau laser de guidage (situé à $z = 75$ mm) où elle devient maximale. Après le passage du col, la température des atomes se met à diminuer jusqu'à atteindre $2.5 \mu K \pm 1 \mu K$. Les grandes barres d'erreurs sur les mesures effectuées entre $z = 40$ mm et $z = 120$ mm sont dues au fait que l'image de la fluorescence du nuage sur le capteur CCD placé à $z = 300$ mm après expansion ballistique,

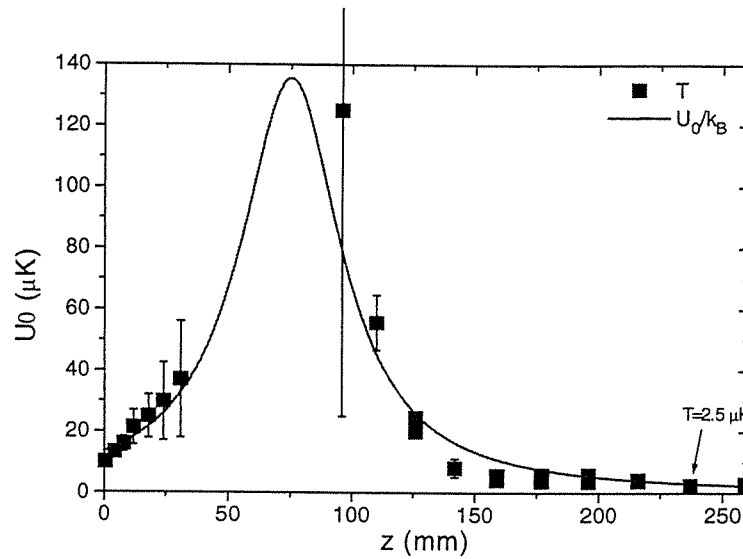


FIG. 3.23: Température du nuage d'atomes guidés le long du guide en fonction de l'altitude z . Les points carrés sont les données expérimentales. La courbe en continu est le tracé de la profondeur du puits de potentiel à partir des paramètres du laser.

dépasse la taille du capteur car l'optique de détection donne un grandissement égal à 1. Cela introduit donc une erreur sur la mesure de σ . La variation de la température des atomes guidés relève des propriétés conservatrices du système. En effet comme les variations du puits de potentiel créé par le faisceau laser Nd :YAG sont lentes par rapport à la vitesse de chute (suivant l'axe vertical z) des atomes, ils suivent adiabatiquement ces variations du potentiel (voir paragraphe 2.2.5) et n'échangent pas d'énergie avec le système de guidage. Dans ces conditions, le théorème de Liouville [50] [32] stipule que le volume de l'espace des phases occupé par les atomes est conservé. Lorsque les atomes se trouvent dans la région de focalisation du faisceau laser entre la position de la mélasse et le col du faisceau laser de guidage où la taille du faisceau diminue continûment à l'approche du col, la région accessible pour les positions des atomes diminue et augmente pour leur vitesse. La distribution des vitesses des atomes devient plus large et on obtient alors une augmentation de la température des atomes dans le guide. A l'inverse dans la région

de divergence du guide qui se trouve après le col faisceau laser de guidage, la taille du guide cette fois augmente continûment. La région des positions accessibles par les atomes augmente aussi et la distribution de vitesse des atomes devient donc étroite. Le nuage d'atomes guidés subit alors un refroidissement adiabatique .

Le théorème de liouville exprime aussi que l'énergie totale des atomes est conservée. Si la profondeur du puits de potentiel augmente, alors l'énergie cinétique des atomes augmente aussi et inversement. On rappelle que l'augmentation de l'énergie cinétique des atomes est corrélée à l'augmentation de leur température par l'expression (3.11). On a tracé sur la même figure 3.23 en trait continu la profondeur du puits de potentiel sur l'axe vertical ($\frac{U(r=0, z)}{k_B}$) le long du guide en fonction de l'altitude z . Aucun paramètre du faisceau laser n'a été ajusté. Les mesures expérimentales de la température des atomes guidés sont en très bon accord avec l'amplitude et les variations de la profondeur du potentiel. Comme on ne peut pas faire la mesure de la température à 30 cm à cause du temps d'évolution balistique du nuage qui est alors nul, on extrapole pour estimer la température des atomes guidés à $z = 30$ cm. Si on suppose que la température des atomes est du même ordre de grandeur que la profondeur du puits le long du guide ($T_g(z) = \frac{U(r=0, z)}{k_B}$), on trouve que l'ordre de grandeur de l'effet du refroidissement à $z = 30$ cm est donné par le rapport de la taille du guide à $z = 30$ cm, à celle à $z = 0$ cm. Ce rapport est égal à $(0.88/0.31)^2 = 8$ où 0.88 mm est la taille du faisceau à $z = 30$ cm et 0.31 mm sa taille à $z = 0$ cm. On déduit la température à $z = 30$ cm de l'ordre de $1 \mu\text{K}$, qui est très proche des données expérimentales.

3.3 CONFRONTATION AU MODELE NUMERIQUE

Pour interpréter théoriquement les résultats expérimentaux, nous avons fait des calculs numériques de type Monte Carlo. On utilise les caractéristiques de la mélasse et la force exercée par le faisceau laser Nd :Yag sur les atomes, pour calculer classiquement les trajectoires des atomes dans les trois directions de l'espace. Les calculs donnent à chaque instant les positions et les vitesses des atomes, et donc leur évolution dans l'espace des

phases en absence ou en présence de guide. L'approche classique utilisée ici est justifiée par le fait que la longueur d'onde de De Broglie thermique ($\lambda_T = \frac{h}{\sqrt{2mk_B T}} \sim 10^{-7} m$ avec $T = 10 \mu K$) est petite devant la distance interatomique ($\sim 10^{-6} m$). Les atomes peuvent donc être considérés individuellement comme des particules classiques. La comparaison des résultats numériques avec ceux des expériences donne une analyse plus fine de l'effet du guide sur les atomes froids.

Nous présentons dans une première partie le modèle numérique que nous utilisons. Nous l'appliquerons ensuite dans une seconde partie à l'expérience, puis nous confronterons les résultats à ceux de l'expérience.

3.3.1 Modèle numérique

On utilise un logiciel commercial qui s'appelle SIMION [25]. Ce logiciel a été conçu pour résoudre, par le calcul, les problèmes d'optiques ioniques dans le but d'étudier le comportement des ions soumis à des champs électrostatique ou magnétique. Il calcule les trajectoires des ions à partir de la relation fondamentale de la dynamique ($m \vec{a} = \sum \vec{F} orces$), connaissant les conditions initiales (positions et vitesses des ions), les paramètres des ions (masse, charge) et les champs (électrostatique ou magnétique). Les forces sont déduites par la loi de Coulomb pour la force électrique \vec{F}_e par :

$$\vec{F}_e = q \vec{E} \quad (3.15)$$

où q est la charge de l'ion et \vec{E} le champ électrostatique appliqué, et par la loi de Laplace

$$\vec{F}_m = q \vec{V} \wedge \vec{B} \quad (3.16)$$

pour la force magnétique \vec{F}_m où \vec{V} est la vitesse de l'ion et \vec{B} le champ magnétique appliqué. La méthode numérique utilisée pour le calcul des trajectoires des ions est la méthode d'intégration de Runge Kutta d'ordre 4 [66] qui donne une bonne précision de calcul avec un pas d'intégration ajustable. Les résultats des calculs (position, vitesse, accélération etc.) peuvent être obtenus pour chaque ion à chaque pas temporel de calcul.

Pour démarrer les calculs, le logiciel utilise trois modules qu'on crée. Ces modules ont le même nom mais avec des extensions différentes.

- Le premier module d'extension (.PA) est un module interne au logiciel. Les instruments ou les systèmes complexes (électrodes et pôles principalement) qui servent à créer les champs peuvent y être modéliser à trois dimensions par un système de grilles de points. La seule connaissance de la géométrie des électrodes et des pôles suffit au logiciel pour calculer par des procédures numériques le potentiel et les champs correspondants. On y définit donc le potentiel et la zone de calcul. On peut aussi modéliser dans ce module la source d'ions, l'optique de détection etc.

- Le deuxième module d'extension (.FLY) est également un module interne du logiciel dans lequel on peut définir les caractéristiques initiales des ions (masse, charge, nombre d'ions, pas d'intégration, précision de calcul etc.).

- Le troisième module de type (.PRG) est un programme extérieur qu'on écrit en langage RPN et qui est incorporé comme sous-programme par le logiciel. Ce programme est associé aux deux premiers modules et peut être utilisé pour modifier ou contrôler dans le temps et dans l'espace les paramètres utiles au calcul (positions, vitesses, champs, masse, charge, pas d'intégration etc.). Le programme ne lit pas les forces mais les champs.

Le logiciel ne peut pas dans sa conception être utilisé pour des atomes neutres car il n'utilise pas directement les forces appliquées, mais plutôt les champs pour calculer ensuite les forces correspondantes. Nous l'avons adapté à notre expérience grâce au programme extérieur de type (.PRG) sur lequel repose tous nos calculs. Ce programme comporte une partie d'initialisation des paramètres telles que la position et la vitesse des atomes. Les conditions initiales sur la position et la vitesse des atomes sont données respectivement par le tirage aléatoire dans une distribution gaussienne de largeur σ_0 (taille de la mélasse) et de largeur $\sqrt{\frac{k_B T}{m}}$ où T est la température de la mélasse, m la masse de l'atome de ^{87}Rb et k_B la constante de Boltzmann. Le programme présente une deuxième partie dans laquelle on définit l'expression des champs électriques ou magnétiques appliqués. Dans notre programme on substitue au dipole atomique une charge ponctuelle (charge de l'électron) plongée dans un champ électrique et gravitationnel. On assimile la force

dipolaire et de gravité à des forces électriques. Cette correspondance faite, on déduit l'expression du champ électrique \vec{E} qui est donnée par le rapport de la force dipolaire subie par l'atome (voir (2.11) du paragraphe 2.1.1) sur la charge de coulomb ($q = -1.6 \cdot 10^{-19} C$) :

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}_{dip}}{q}. \quad (3.17)$$

Le champ gravitationnel \vec{E}_{grav} est aussi donné par :

$$\vec{E}_{grav} = \frac{m \vec{g}}{q} \quad (3.18)$$

où $m = 1.44 \cdot 10^{-25} kg$ est la masse de l'atome de ^{87}Rb et $g = 9.81 m/s^2$ est la constante de gravité. Cette étape consiste à convertir les forces réelles en champs électriques (en volt/mm), utilisables par le logiciel. La conversion des forces en champ électrique est plus simple à faire qu'en champ magnétique \vec{B} ($\vec{F}_{mag} = q \vec{V} \wedge \vec{B}$). Lorsqu'on exécute ainsi le programme de calcul, le logiciel retrouve l'expression des forces initiales (réelles) à chaque instant en multipliant tout simplement dans le cas du champ électrique, sa valeur par la charge de l'électron. La charge de l'électron est définie au préalable dans le module interne du logiciel d'extention (.FLY). On s'affranchit donc de l'étape de la modélisation du système qui crée le champ dans le module (.PA). Cependant il est nécessaire de créer simplement ce module pour définir la région de calcul et d'action du champ.

3.3.2 Analyse des résultats des calculs numériques et comparaison avec l'expérience

3.3.2.1 Méthode d'analyse

La procédure d'analyse des résultats numériques est une étape importante dans l'interprétation du guidage. Comme nous allons voir dans le paragraphe suivant, elle permet d'inclure l'effet du déplacement lumineux dans les résultats des calculs et de l'évaluer. On représente la densité atomique à deux dimensions dans un tableau de grilles à partir des résultats des calculs numériques (Fig 3.24). Chaque case du tableau représente un pixel

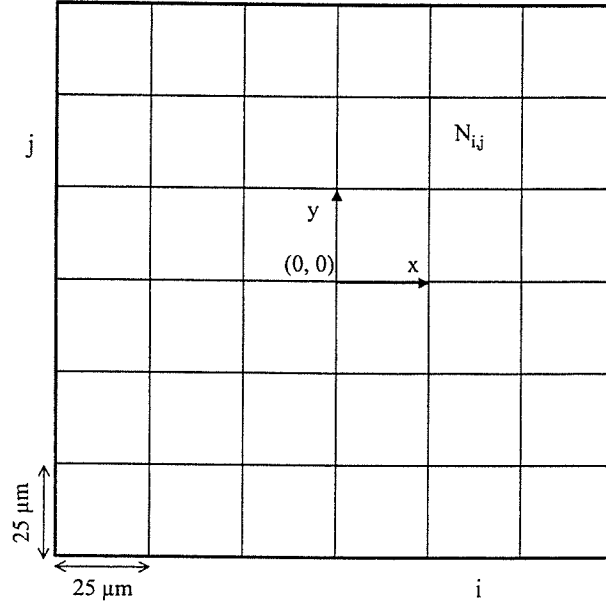


FIG. 3.24: Tableau de grilles pour la représentation de la densité atomique dans le plan transverse xOy . Chaque case représente un pixel de dimension $25 \mu m \times 25 \mu m$ et $N_{i,j}$ est le nombre d'atomes dans la case (i, j) .

de taille $25 \mu m \times 25 \mu m$ et la position est repérée par les entiers relatifs non nuls i et j suivant respectivement les axes horizontaux Ox et Oy qui définissent le plan transverse (plan perpendiculaire à l'axe de chute des atomes). Les atomes dont les positions (x, y) vérifient les relations

$$(i - 1) \times 25 \mu m < x < i \times 25 \mu m \quad (3.19)$$

$$(j - 1) \times 25 \mu m < y < j \times 25 \mu m$$

pour des valeurs positives de x et y , ou

$$i \times 25 \mu m < x < (i + 1) \times 25 \mu m \quad (3.20)$$

$$j \times 25 \mu m < y < (j + 1) \times 25 \mu m$$

pour des valeurs négatives de x et y , sont comptés dans la case (i, j) correspondante. $N_{i,j}$ est le nombre total d'atomes comptés dans la case (i, j) . On résoud numériquement

cet algorithme à l'aide d'un programme qu'on écrit en langage C++. On note que cette procédure intègre automatiquement la densité atomique suivant la direction de l'axe vertical Oz. On obtient une matrice de nombres entiers à partir de laquelle on représente la densité atomique avec le logiciel Microcal Origin (voir chapitre 6). L'intégration de la densité atomique selon la direction Oy, donne la courbe "d'histogramme 1D des positions" des atomes suivant la direction Ox qui est proportionnel au profil d'émission des atomes dans le faisceau sonde en absence de déplacement lumineux.

On inclut l'effet du déplacement lumineux dans les résultats numériques à partir de la matrice de nombres entiers obtenue précédemment. On construit la nouvelle matrice de la façon suivante. On multiplie chaque élément de la matrice initiale repéré par le couple d'entier (i,j), par l'expresssion $\frac{1+4\delta_{sonde}^2/\Gamma^2}{1+4(\delta_{sonde}-2\delta(x_i,y_j))^2/\Gamma^2}$ avec

$$\delta(x_i, y_j) = \frac{U_o}{\hbar} \cdot \exp\left(-2\frac{x_i^2 + y_j^2}{w^2}\right) \quad (3.21)$$

où $x_i = 0.025 \times i$ et $y_j = 0.025 \times j$. On obtient une matrice qui représente le profil d'émission à deux dimensions des atomes dans le faisceau sonde. Le profil n'est pas proportionnel à la densité atomique dans le puits à cause du déplacement lumineux. L'intégration des éléments de la nouvelle matrice selon la direction Oy, donne la courbe "d'histogramme 1D de l'émission" des atomes suivant la direction Ox qui est proportionnel au profil d'émission des atomes détecté dans l'expérience.

On définit un taux de modification de l'efficacité du guide introduit par le déplacement lumineux, qui est égal au rapport de la différence des efficacités calculées à partir de l'histogramme 1D des positions et de l'histogramme 1D de l'émission des atomes, à l'efficacité du guide calculée à partir de l'histogramme 1D des positions des atomes.

3.3.2.2 Efficacité du guide en fonction de la puissance laser (de la profondeur du puits dipolaire)

Nous avons réalisé expérimentalement une étude de l'effet de la puissance du laser de guidage sur l'efficacité du guide. Dans cette étude, on vérifie que la taille de la mélasse, sa température et le nombre d'atomes qu'elle contient sont constants. On trouve en effet

à partir de l'analyse des images de la mélasse prises aux différentes puissances du laser de guidage, une valeur moyenne de la taille σ_0 de la mélasse de $0.5 \text{ mm} \pm 0.1 \text{ mm}$, soit une variation de 20 %. On obtient un nombre moyen des atomes dans la mélasse d'environ $3 \times 10^6 \pm 172 \times 10^3$ atomes, soit une variation de 6 %. Ces mesures montrent également que la température des atomes dans la mélasse peut être considérée comme constante.

La procédure expérimentale est la suivante. Avec la détection à 1 cm (paragraphe 3.1.3.2), on fait des clichés pour différentes valeurs de la puissance du laser de guidage. On utilise la procédure d'analyse à 1 cm décrite au paragraphe 3.2.1.1 pour analyser les images de la fluorescence des atomes dans le faisceau sonde. Le tracé des profils d'émission des atomes en fonction de la puissance du laser de guidage est donnée à la figure 3.25 (a). L'amplitude du pic central des atomes guidés augmente avec la puissance du laser ce qui signifie qu'on guide de plus en plus d'atomes. Aux faibles puissances du laser, l'ajustement avec deux gaussiennes des profils d'émission des atomes est difficile à faire car la distribution des atomes guidés est noyée dans celle des atomes non guidés. C'est pourquoi la mesure de l'efficacité du guide sera faite seulement à partir de 6 W. Les résultats des efficacités du guide mesurées à partir des profils d'émission des atomes sont présentés à la figure 3.27 (a) (carré ouvert). L'efficacité du guide augmente lentement et tend rapidement à saturer aux fortes puissances du laser. Pourtant lorsqu'on augmente la puissance du laser, on augmente la profondeur du puits de potentiel créée par le faisceau laser de guidage (2.1). On s'attendrait alors à guider de plus en plus d'atomes.

Pour interpréter ces résultats expérimentaux, nous avons effectué des calculs numériques avec les valeurs des paramètres de l'expérience (un nuage de taille $\sigma_0 = 0.66 \text{ mm}$ suivant Oy et Oz , et $\sigma_0 = 0.46 \text{ mm}$ suivant Ox , à $10 \mu\text{K}$) pour un tirage de 4000 atomes. Les résultats du tracé des histogrammes 1D des positions des atomes sont donnés à la figure 3.25 (b). Les histogrammes sont proches de ceux de l'expérience pour les petites valeurs de la puissance du laser de guidage, mais diffèrent très rapidement pour les grandes puissances. L'amplitude du pic central est prononcée et importante dans les calculs comparée à celle de l'expérience pour la puissance de 15 W par exemple. Le tracé de la courbe d'efficacité du guide à partir de l'analyse avec deux gaussiennes des histogrammes 1D

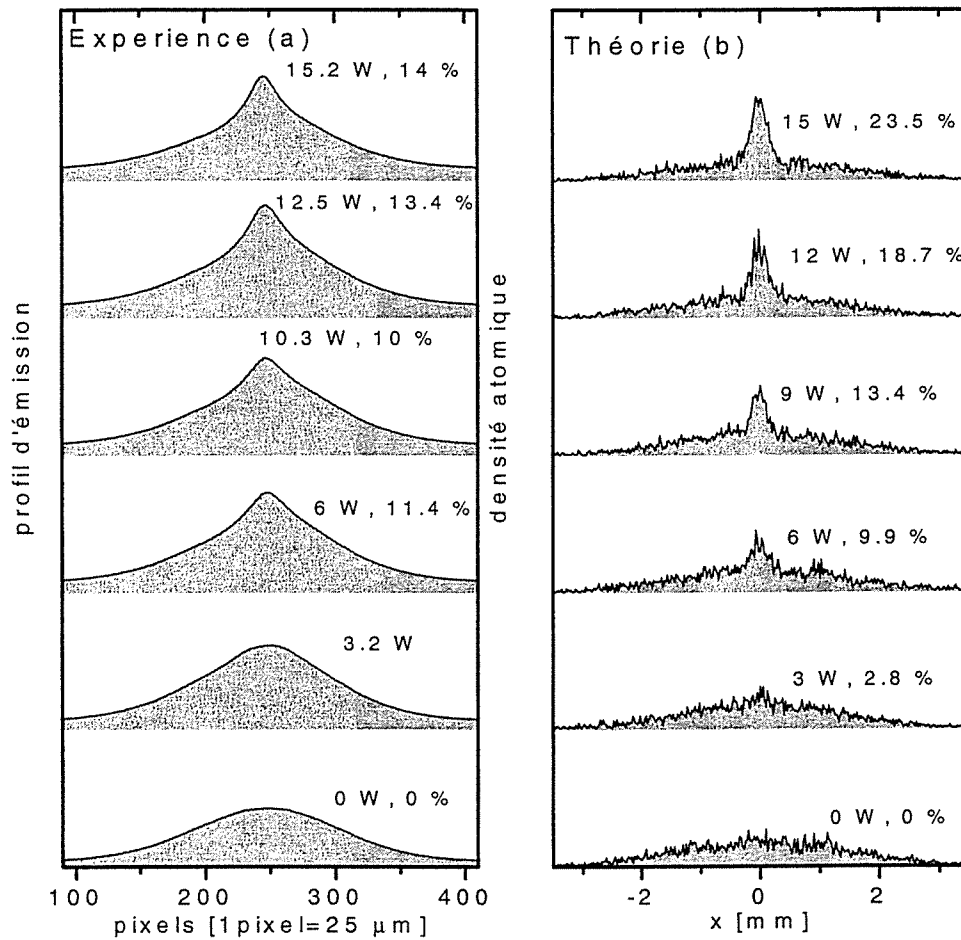


FIG. 3.25: Tracé des profils d'émission (a) et des histogrammes de position (b) des atomes en fonction de la puissance du laser Nd :Yag. Le guide est focalisé ($w_0 = 100 \mu\text{m}$) à 75 mm en dessous du PMO. Les calculs numériques sont réalisés avec un tirage de 4000 atomes, un nuage de taille $\sigma_0 = 0.66 \text{ mm}$ suivant $0y$ et $0z$, et $\sigma_0 = 0.46 \text{ mm}$ suivant $0x$, à $10 \mu\text{K}$. La détection se fait à 1 cm en dessous du PMO.

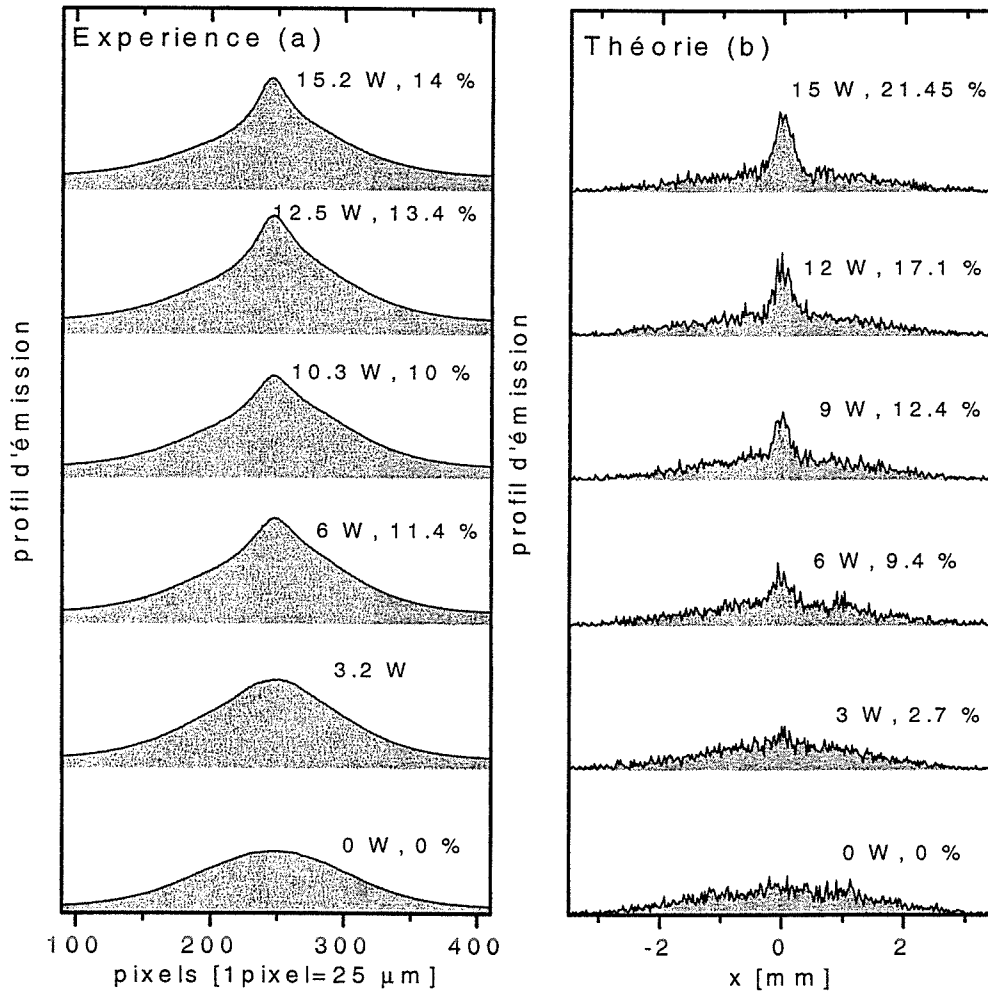


FIG. 3.26: Tracé des profils d'émission (a) et des histogrammes d'émission (b) (incluant le déplacement lumineux) des atomes en fonction de la puissance du laser Nd :Yag. Le guide est focalisé ($w_0 = 100 \mu\text{m}$) à 75 mm en dessous du PMO. Les calculs numériques sont réalisés avec un tirage de 4000 atomes, un nuage de taille $\sigma_0 = 0.66 \text{ mm}$ suivant Oy et Oz , et $\sigma_0 = 0.46 \text{ mm}$ suivant Ox , à $10 \mu\text{K}$. La détection se fait à 1 cm en dessous du PMO.

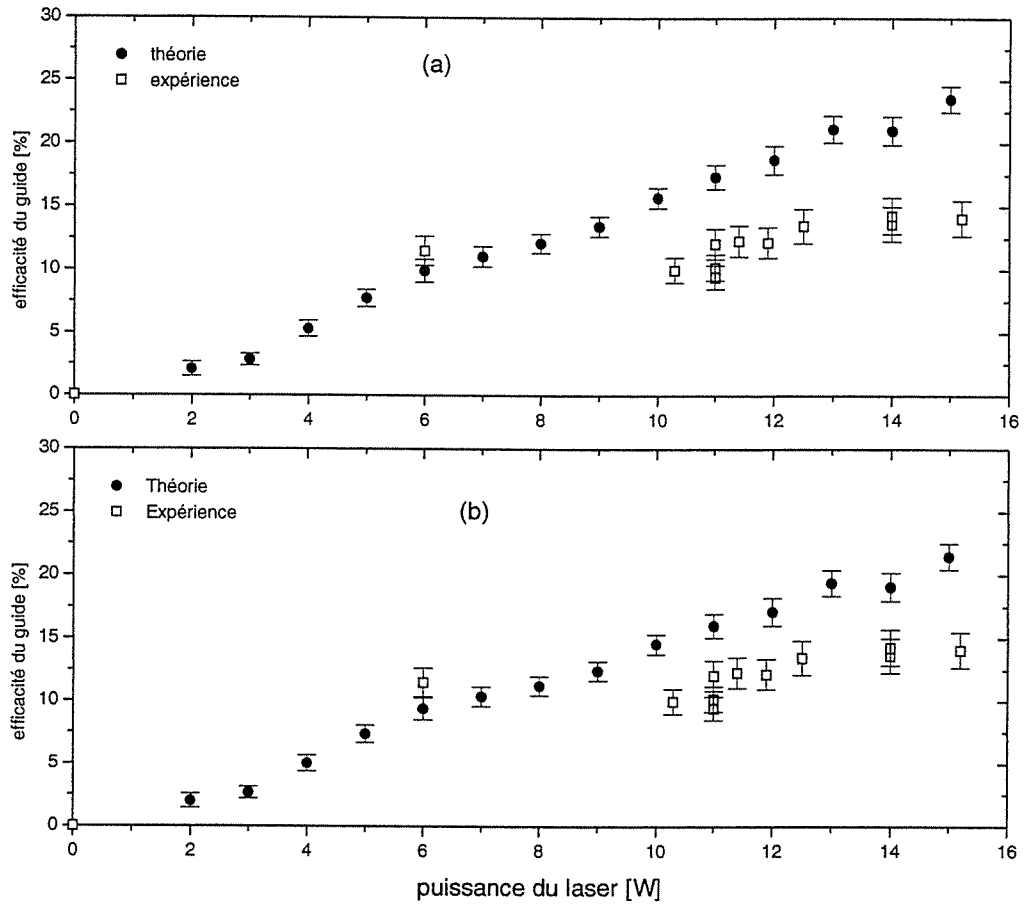


FIG. 3.27: Efficacités expérimentales (carré ouvert) et numériques (point noir) du guide en fonction de la puissance du laser de guidage. Le guide est focalisé ($w_0 = 100 \mu\text{m}$) à 75 mm en dessous du PMO. Les résultats numériques sont sans (a) ou avec (b) effet du déplacement lumineux. Les calculs numériques sont réalisés avec un tirage de 4000 atomes, un nuage de taille $\sigma_0 = 0.66 \text{ mm}$ suivant Oy et Oz , et $\sigma_0 = 0.46 \text{ mm}$ suivant Ox , à $10 \mu\text{K}$.

des positions des atomes obtenus met bien en évidence la différence observée entre l'expérience et les calculs (Fig 3.27). L'efficacité du guide calculée est plus grande que celle mesurée expérimentalement pour les grandes puissances tandis qu'aux faibles puissance les efficacités sont presque les mêmes.

Lorsqu'on introduit l'effet du déplacement lumineux dans les résultats de nos calculs suivant la méthode que j'ai décrite au paragraphe précédent, les amplitudes des pics centraux dans les histogrammes 1D de l'émission des atomes diminuent (Fig 3.26 (b)). Le calcul des efficacités du guide à partir des histogrammes 1D de l'émission des atomes est donné à la figure 3.27 (b). L'efficacité numérique du guide diminue pour les grandes valeurs de la puissance du laser de guidage et est peu modifiée pour les faibles puissances. La valeur du taux de modification de l'efficacité du guide créé par le déplacement lumineux pour la puissance de 15 W (correspondant à une amplitude du déplacement lumineux de $\delta_0 = 0.125 \Gamma$) est de l'ordre de 10 %. Malgré l'introduction de l'effet du déplacement lumineux, les efficacités calculées restent supérieures à celles de l'expérience pour les grandes puissances. Une autre cause possible de cette différence serait due au décentrage de la mélasse par rapport à l'axe du guide dans l'expérience. On mesure en effet un écart de 150 μm à partir des clichés expérimentaux ce qui tendrait inévitablement à baisser le taux de piégeage des atomes pour une puissance donnée, d'autant plus que la valeur de la puissance du laser de guidage est grande (puits profond).

Nous avons ensuite appliqué notre méthode de calcul à une autre configuration du guide que nous avons également réalisée expérimentalement. Le faisceau laser est cette fois plus focalisé (taille au col de l'ordre de 82 μm) et focalise à 25 mm en dessous du PMO. La profondeur du puits dipolaire et sa taille au niveau de la position de la mélasse sont respectivement 62 μK et 144 μm pour une puissance du laser de guidage de 15 *Watt*. Sous cette condition, les caractéristiques du puits de potentiel et de la mélasse (taille de l'ordre de 0.5 mm) permettent de prédire analytiquement l'efficacité du guide. La relation (2.47) obtenue au paragraphe 2.2.3.3 du chapitre 2, donne une efficacité de guidage des atomes d'environ 16 % avec le paramètre $a_0 = \frac{U_0}{k_B T_0} \simeq 6 \gg 1$ et $0 < r < w$. La figure 3.28 montre les courbes des profils d'émission (Fig 3.28 (a)) et des histogrammes

1D des positions (Fig 3.28 (a)) des atomes. On fait la même observation que dans la configuration précédente. Aux faibles puissances du laser, l'amplitude du pic central des profils d'émission et des histogrammes 1D des positions des atomes augmente de la même manière avec la puissance. Par contre, pour des puissances élevées, l'amplitude du pic central dans les calculs est plus importante que dans l'expérience. Le tracé des courbes d'efficacité du guide confirment ces observations (Fig 3.30). Le nombre d'atomes guidés dans l'expérience tend à saturer à partir d'une puissance du laser d'environ $4 W$, tandis qu'il augmente continûment dans les calculs (Fig 3.30 (a)). Lorsqu'on inclut l'effet du déplacement lumineux dans les résultats des calculs numériques, l'amplitude du pic central des histogrammes 1D de l'émission des atomes diminue avec la puissance du laser, d'autant plus que la puissance est grande (Fig 3.29 (b)). L'efficacité du guide est baissée d'environ 20 % avec la puissance du laser à $15 W$ (correspondant à une amplitude du déplacement lumineux de $\delta_0 = 0.435 \Gamma$). L'écart entre la théorie et l'expérience des courbes d'efficacité est réduit considérablement (Fig 3.30 (b)). L'accord est très satisfaisant. Il est à noter que pour une puissance du laser de guidage de $15 W$, on trouve par les calculs numériques une efficacité du guide d'environ 16 % prédite par la théorie (voir relation (2.47) au paragraphe 2.2.3.3 du chapitre 2) en absence de déplacement lumineux.

3.3.2.3 Analyse de la température des atomes guidés

On se propose de faire une étude qualitative de la température des atomes dans le guide. On limite cete étude à la configuration où le faisceau laser de guidage est focalisé à 75 mm en dessous du PMO avec une taille au col de 0.1 mm. On rappelle que dans l'expérience, on mesure la température transverse (à deux dimensions) des atomes guidés le long du guide en utilisant une technique de temps de vol. On guide d'abord les atomes durant un temps t correspondant à une position de chute des atomes dans le guide. On éteint ensuite le guide et les atomes tombent sous l'effet de leur vitesse. La taille transversale σ du nuage après le temps de vol balistique t_{bal} est reliée à la dispersion des vitesses transversales σ_v des atomes dans le guide au moment de son arrêt et à la taille du guide à la position z correspondante (3.10). La quantité σ_v permet de calculer

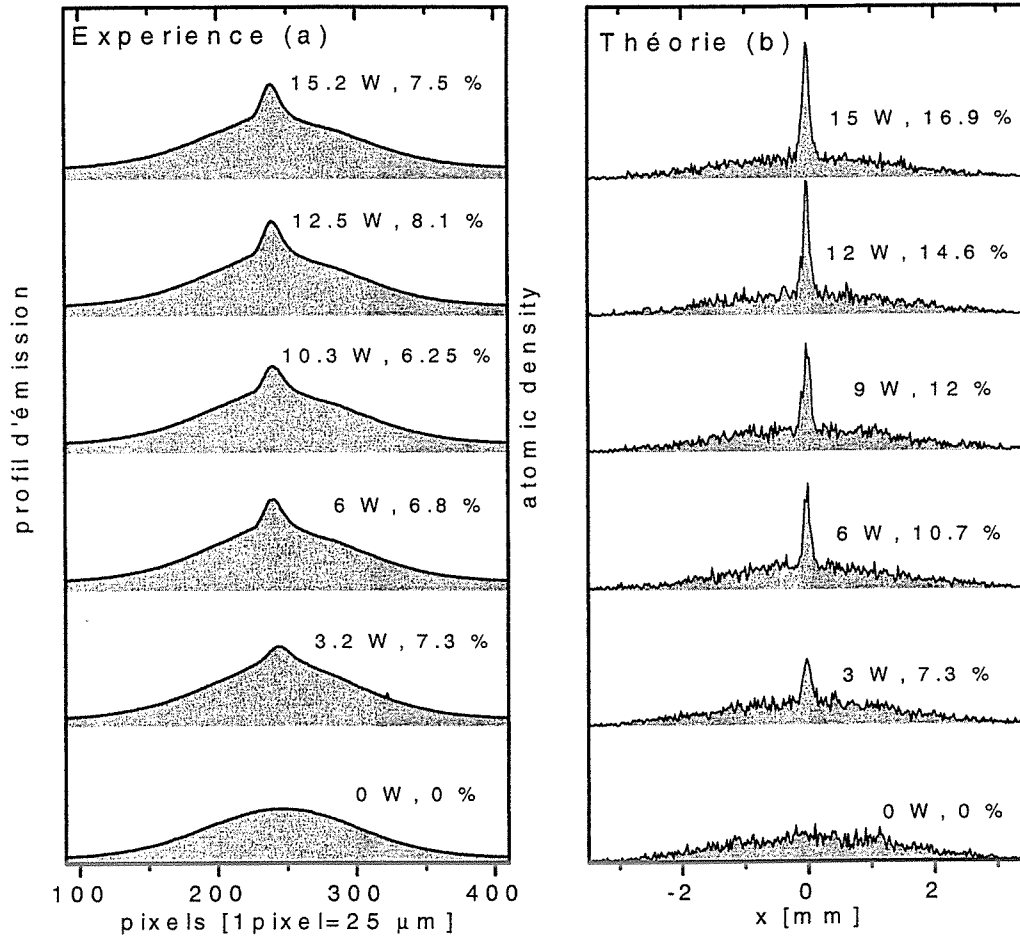


FIG. 3.28: Tracé des profils d'émission (a) et des histogrammes de position (b) des atomes en fonction de la puissance du laser Nd :Yag. Le guide est focalisé ($w_0 = 82 \mu\text{m}$) à 25 mm en dessous du PMO. Les calculs numériques sont réalisés avec un tirage de 4000 atomes, un nuage de taille $\sigma_0 = 0.66 \text{ mm}$ suivant Oy et Oz , et $\sigma_0 = 0.46 \text{ mm}$ suivant Ox , à $10 \mu\text{K}$. La détection se fait à 1 cm en dessous du PMO.

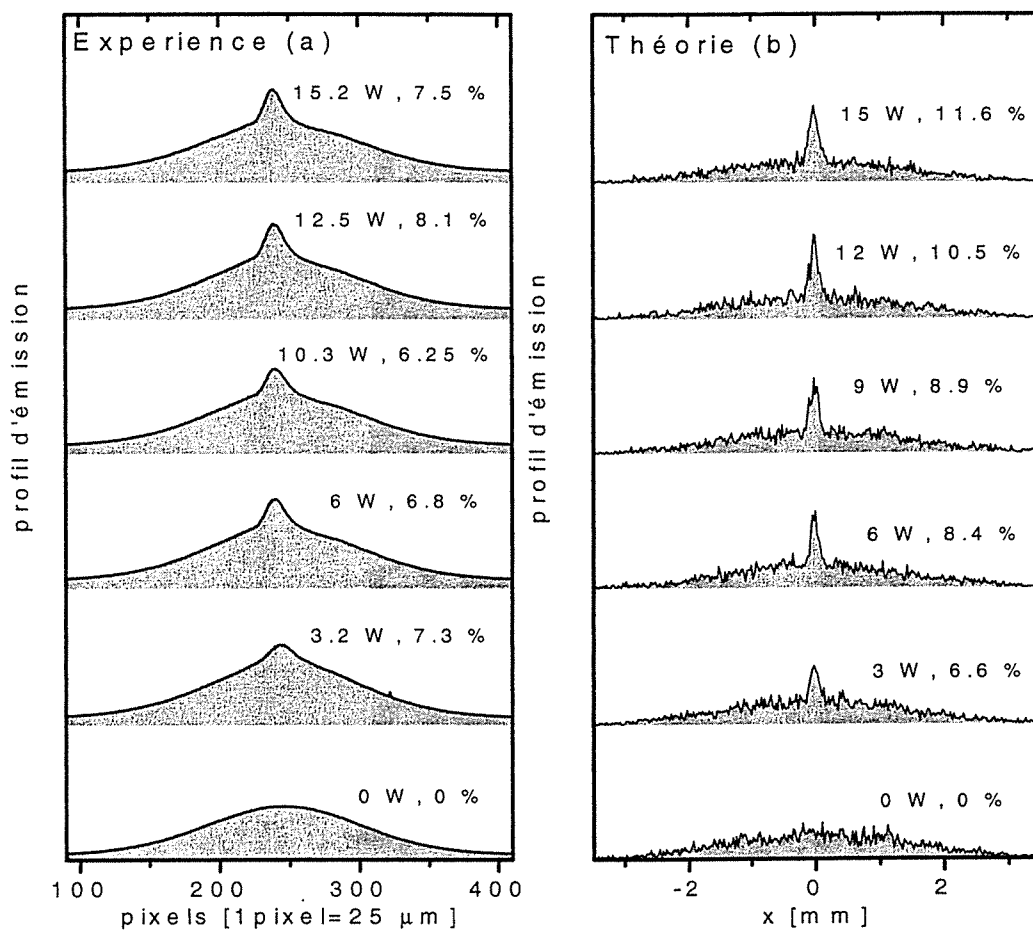


FIG. 3.29: Tracé des profils d'émission (a) et des histogrammes d'émission (b) (incluant le déplacement lumineux) des atomes en fonction de la puissance du laser Nd :Yag. Le guide est focalisé ($w_0 = 82 \mu\text{m}$) à 25 mm en dessous du PMO. Les calculs numériques sont réalisés avec un tirage de 4000 atomes, un nuage de taille $\sigma_0 = 0.66 \text{ mm}$ suivant Oy et Oz , et $\sigma_0 = 0.46 \text{ mm}$ suivant Ox , à $10 \mu\text{K}$. La détection se fait à 1 cm en dessous du PMO.

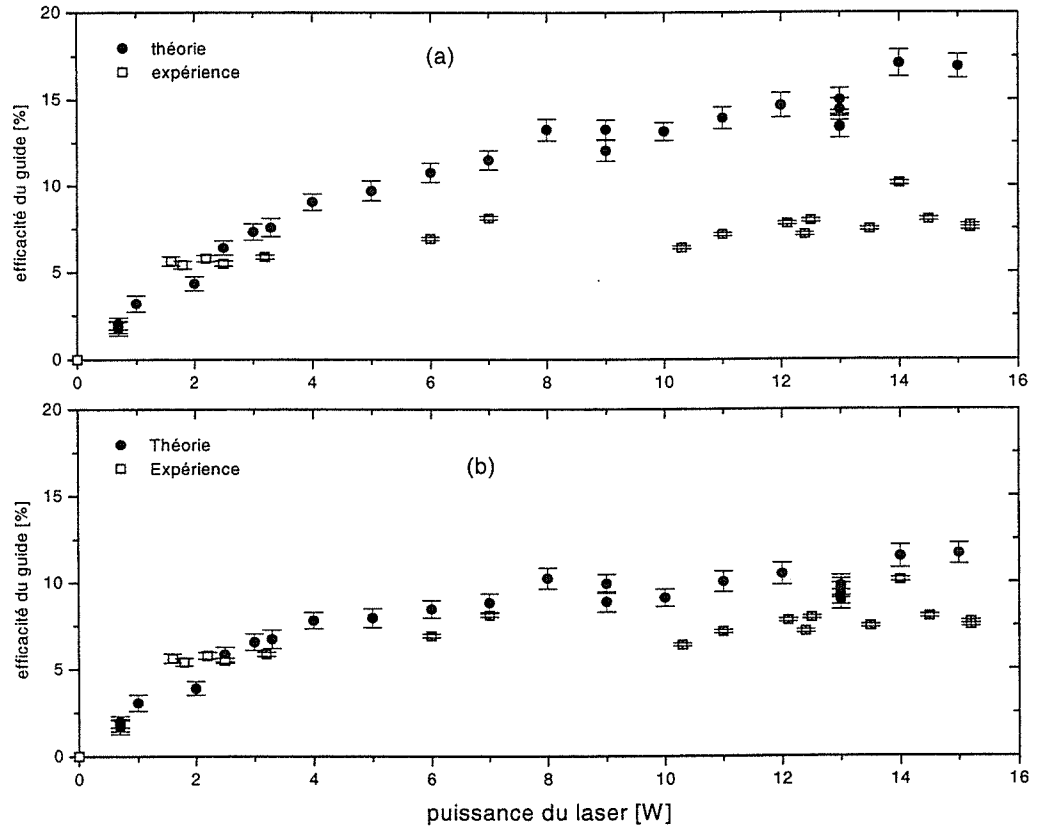


FIG. 3.30: Efficacités expérimentales (carré ouvert) et numériques (point noir) du guide en fonction de la puissance du laser de guidage. Le guide est focalisé ($w_0 = 82 \mu\text{m}$) à 25 mm en dessous du PMO. Les résultats numériques sont sans (a) ou avec (b) effet du déplacement lumineux. Les calculs numériques sont réalisés avec un tirage de 4000 atomes, un nuage de taille $\sigma_0 = 0.66 \text{ mm}$ suivant Oy et Oz , et $\sigma_0 = 0.46 \text{ mm}$ suivant Ox , à $10 \mu\text{K}$.

la température des atomes dans le guide à partir de la relation (3.11). Dans les calculs numériques, on enregistre les positions et les vitesses transverses des atomes en présence du guide à différents temps de guidage, et donc à différentes positions des atomes dans le guide. On représente ensuite au cours du temps, l'évolution de la densité des atomes dans l'espace des phases à deux dimensions (v, r) (Fig 3.31). On a défini sur les figures des échelles différentes suivant l'axe des positions pour avoir une séparation plus visible de la densité des atomes guidés et des atomes non guidés à tous les temps de guidage représentés. La densité des atomes non guidés est distribuée selon une droite de pente variable au cours du temps d'équation $\vec{v} = \frac{\vec{r}}{t}$. On vérifie sur les figures que la pente de la droite est égale à l'inverse du temps de guidage des atomes. La seconde distribution de densité, proche de l'origine des coordonnées, représente les atomes guidés. Leur vitesse augmente au fur et à mesure qu'ils s'approchent du point de focalisation du guide où elle atteint une valeur maximale (à $t = 120 \text{ ms}$). Après le passage du col du guide, la vitesse moyenne des atomes guidés diminue progressivement. Ces résultats sont en accord avec l'évolution de la température des atomes guidés mesurée expérimentalement (Fig 3.23). En effet nous avons montré au paragraphe 2.2.5 que le puits de potentiel créé par le guide dans cette configuration vérifiait la condition d'adiabaticité (2.58). Les atomes dans le guide suivent adiabatiquement les variations du potentiel sans échanger de l'énergie avec le guide. Par conséquent, tout effet conduisant à réduire la taille de la distribution des positions des atomes tend à élargir la distribution des vitesses. Inversement tout effet qui tend au contraire à élargir la distribution des positions des atomes conduit à réduire la largeur de la distribution des vitesses. Cet effet est observé aussi bien dans les résultats expérimentaux que dans les calculs numériques. Le guide étant en effet focalisé, les positions des atomes guidés sont progressivement réduites à l'approche de son col. On observe alors une augmentation de la largeur de la distribution des vitesses des atomes, et donc de la température du nuage dans le guide. Après le col, le guide diverge. La largeur de la distribution des positions des atomes après que ces derniers aient passé le col augmente. La distribution des vitesses des atomes devient alors étroite et conduit à une baisse de la température des atomes dans le guide.

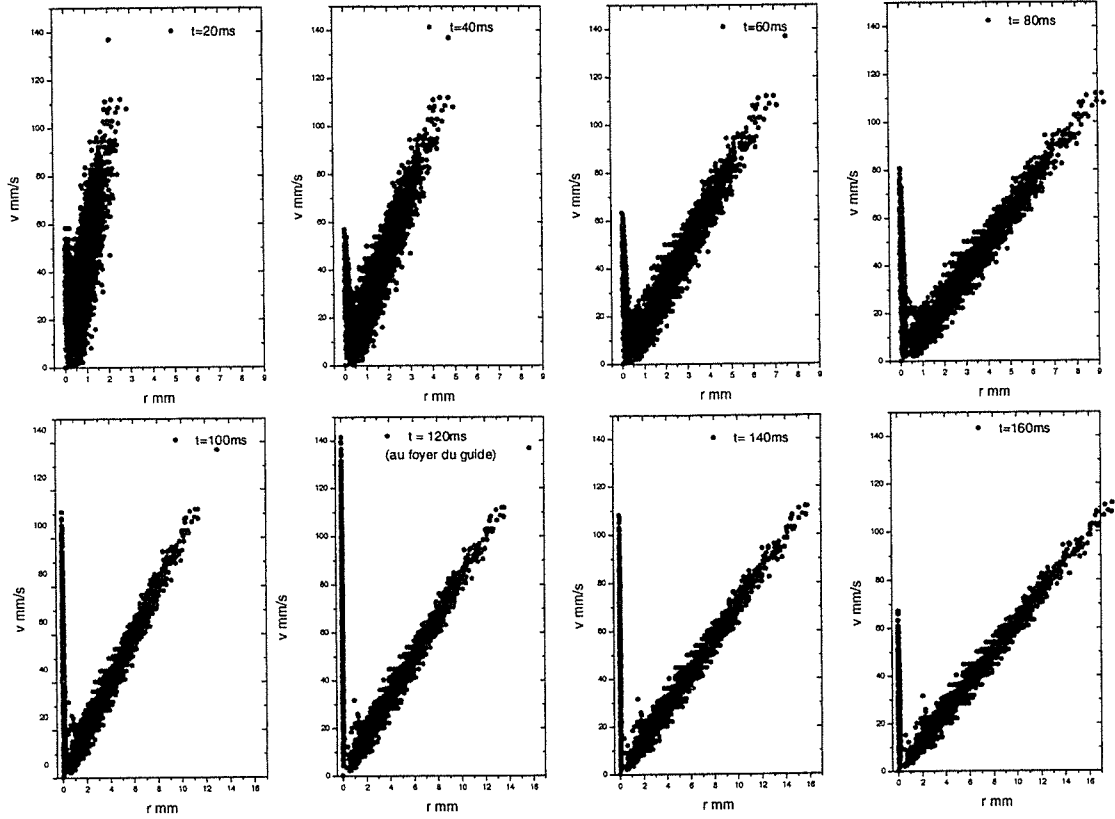
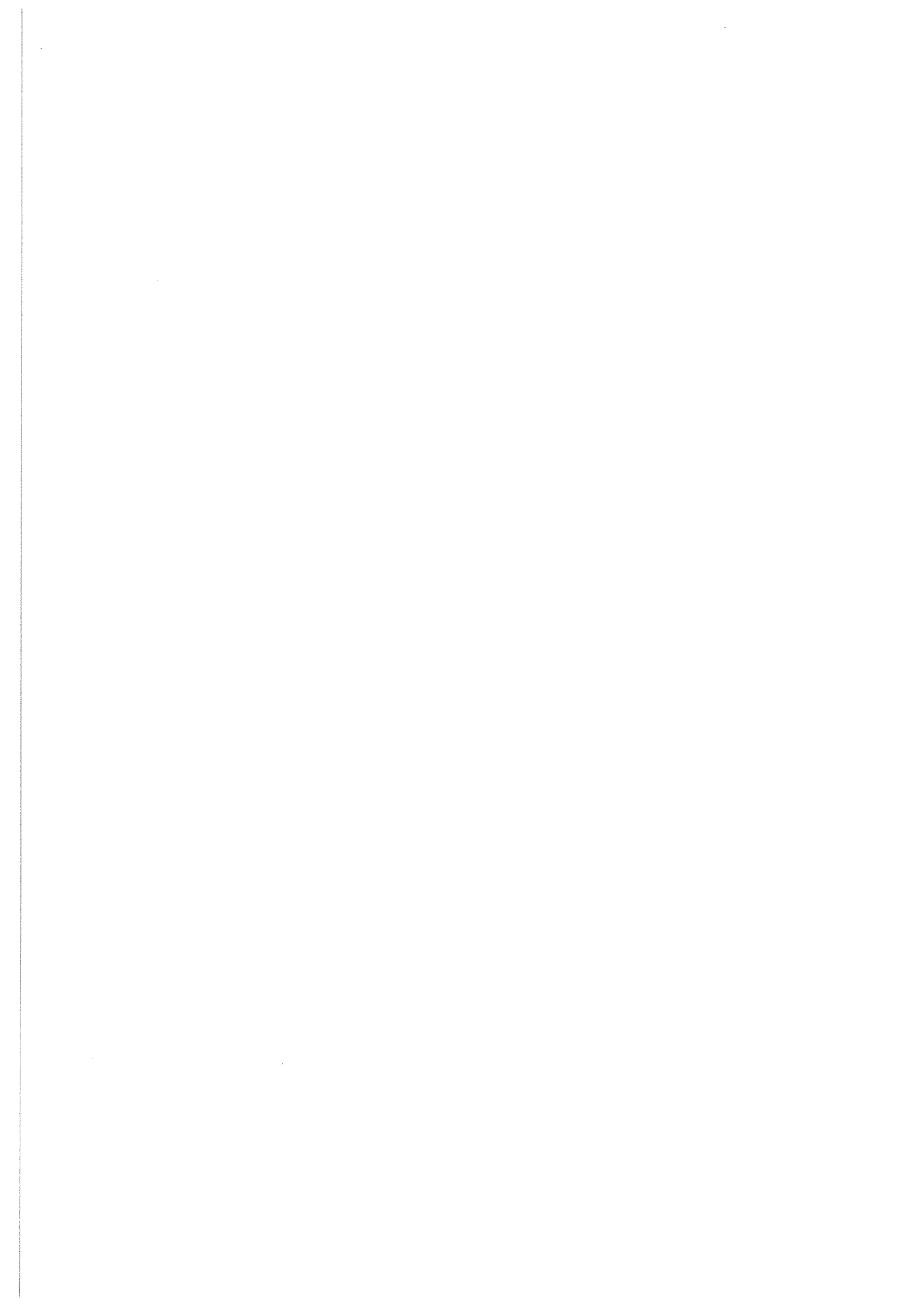


FIG. 3.31: Evolution des atomes dans l'espace des phases à deux dimensions (v , r). Le guide est focalisé ($w_0 = 100 \mu\text{m}$) à 75 mm en dessous du PMO. Les calculs numériques sont réalisés avec un tirage de 4000 atomes, un nuage de taille $\sigma_0 = 0.66 \text{ mm}$ suivant Oy et Oz , et $\sigma_0 = 0.46 \text{ mm}$ suivant Ox , à $10 \mu\text{K}$. Les positions et les vitesses des atomes sont enregistrées aux instants t de guidage. On a volontairement fait varier les échelles suivant l'axe des positions en fonction du temps de guidage pour visualiser séparément les atomes guidés, des atomes non guidés.



Chapitre 4

ATOMES GUIDES AVEC DU MOMENT CINÉTIQUE : FORMATION D'UN ANNEAU D'ATOMES

La procédure expérimentale de la mesure de la température des atomes guidés (cf 3.2.2), nous a permis d'observer dans les images enregistrées, une structure inhabituelle du profil d'émission des atomes guidés après leur expansion balistique à la sortie du guide. Les profils d'émission obtenus présentaient clairement un minimum au centre. Comme à la sortie du guide, la distribution des positions des atomes est corrélée à la distribution des vitesses, on se propose d'interpréter dans ce chapitre les résultats expérimentaux obtenus par l'analyse du comportement des atomes dans le guide à travers leur distribution de vitesse. Pour cela on s'aide d'un modèle de calculs numériques. Le modèle utilise un nuage d'atomes de moment cinétique moyen non nul à l'entrée du guide. Le moment cinétique des atomes peut être généré expérimentalement dans un PMO. En effet il a été observé expérimentalement des distributions spatiales inhabituelles des atomes neutres dans un PMO ([97], [84], [55], [6] et [7]). A cause de l'inhomogénéité de la distribution transversale

de l'intensité des faisceaux lasers de piège, un léger désalignement entre les paires de faisceaux contrapropageants (4 à 8 mrad) est susceptible de donner un mouvement de rotation aux atomes dans le piège [97]. La signature est donnée par l'apparition d'une structure annulaire du nuage atomique piégé. Les atomes possèdent donc un moment cinétique moyen non nul. Lorsque les faisceaux sont bien alignés, la forme en anneau du nuage disparaît et le moment cinétique moyen des atomes est alors nul. L'apparition et l'observation de la structure annulaire du nuage dépend en plus du désalignement des faisceaux du piège, des valeurs de l'intensité du laser, de son désaccord à résonance et du gradient de champ magnétique servant à faire le piège. Par exemple des structures en forme d'anneaux de la distribution des atomes de sodium dans un piège magnéto-optique ont été observées pour un désalignement des faisceaux entre 0.5 et 2 fois la moitié de la taille du faisceau gaussien), un désaccord du laser de piège de 2Γ (Γ est la largeur naturelle de la transition atomique et vaut $\frac{\Gamma}{2\pi} = 10$ MHz pour l'atome de sodium), un gradient de champ magnétique de 10 G/cm et des intensités I modérées du laser tel que $\frac{I}{I_s} = 1$ pour deux paires de faisceaux contrapropageant (I_s est l'intensité de saturation, voir paragraphe 2.1.1) [7]. Le rayon de l'anneau ainsi formé est d'autant plus important que le désaccord à résonance du laser de piège est grand. Les valeurs des paramètres expérimentaux données ci-avant sont typiquement de l'ordre de celles utilisées dans les expériences pour réaliser les PMO. Comme il n'est pas nécessaire que les faisceaux laser contrapropageants du piège soient bien alignés pour avoir un PMO, ces valeurs montrent que dans la plupart de ces pièges, les atomes sont souvent soumis à des mouvements de rotations autour du centre du piège et ont un moment cinétique moyen non nul, et ce, d'autant plus que le désalignement des paires de faisceaux contrapropageants est grand. Un faible déplacement des faisceaux contrapropageant du piège suffit à créer cet effet. Les tailles des faisceaux qui servent à faire le piège sont en général grandes (~ 1 cm) par rapport à la dimension du piège (~ 0.6 mm). On peut estimer que les faisceaux sont bien alignés à environ $100 \mu m$ près qui est de l'ordre de grandeur de la précision expérimentale qu'on peut obtenir.

Lorsque les atomes issus du piège légèrement désaligné (avec moment cinétique) sont

mis dans le guide dipolaire à symétrie de révolution autour de son axe (Oz), la composante du moment cinétique selon z (L_z) des atomes guidés est conservée. A la sortie du guide, comme la distribution spatiale des atomes est corrélée à la distribution des vitesses, on a obtenu dans les résultats numériques une structure annulaire du nuage atomique et une distribution des positions des atomes présentant un minimum au centre en bon accord avec les résultats expérimentaux. On montre par un modèle simple qu'une telle distribution permet d'évaluer la valeur moyenne du moment cinétique des atomes dans la mélasse optique.

On présente dans une première partie le modèle qu'on a choisi pour interpréter les résultats de l'expérience dans le cadre d'un guide à symétrie de révolution. Ensuite dans une deuxième partie on décrit la technique expérimentale qu'on a utilisée pour créer le nuage d'atomes en forme d'anneau. Puis on présente les résultats de l'expérience dans une troisième partie. Enfin dans une quatrième partie on présente le modèle numérique et ses résultats qu'on confronte à ceux de l'expérience. Une meilleure précision dans le calcul des trajectoires des atomes est importante pour avoir par exemple la conservation du moment cinétique le long du guide. En pratique on prend des pas de calcul très petits, ce qui augmente fortement le temps de calcul (environ 3 h pour 10000 tirages d'atomes). On est donc amené dans cette étude à faire les calculs avec un petit nombre d'atomes (40000 atomes) alors que dans l'expérience on a environ 10^7 atomes qui sont mis en jeu. On donnera donc dans cette dernière partie la méthode qu'on utilise pour générer de nouvelles positions atomiques à partir des résultats numériques faits avec très peu d'atomes. Cette méthode nous permet à la fois de réduire considérablement le temps de calcul et d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit pour l'analyse des résultats numériques à 30 cm en dessous du PMO.

4.1 Interprétation de la formation du nuage annulaire et de la mesure du moment cinétique des atomes de la mélasse

On présente dans cette partie une description de la formation annulaire d'un nuage d'atomes guidés initialement avec un moment cinétique moyen non nul dans un guide à symétrie de révolution. On donne ensuite un modèle simple pour évaluer le moment cinétique des atomes dans le piège.

4.1.1 Conservation du moment cinétique axial

La symétrie de révolution du guide le long de son axe (orienté selon la direction verticale) impose la conservation de la composante du moment cinétique suivant l'axe de chute vertical Oz des atomes dans le guide parallèle ou focalisé. En effet si on se place dans le cas général d'un guide focalisé et en coordonnées cylindriques $(\vec{e}_\rho, \vec{e}_\varphi, \vec{e}_z)$ données par la symétrie de révolution du guide, un atome à la position

$$\vec{r} = \rho \vec{e}_\rho + z \vec{e}_z \quad (4.1)$$

subit dans la direction radiale \vec{e}_ρ , la composante radiale de la force dipolaire $\vec{F}_{dip-\vec{e}_\rho}$ créée par le guide. L'atome est par ailleurs soumis dans la direction verticale à la composante longitudinale de la force dipolaire $\vec{F}_{dip-\vec{e}_z}$ d'une part et d'autre part à la force de gravité $\vec{F}_g = m \vec{g}$. La composante de la force dipolaire suivant la direction angulaire $\vec{F}_{dip-\vec{e}_\varphi}$ est nulle pour un guide à symétrie de révolution. Le moment cinétique total \vec{L} de l'atome dans le guide est donné par le produit vectoriel de sa position \vec{r} avec son impulsion $\vec{p} = m \frac{d}{dt} \vec{r}$:

$$\vec{L} = \vec{r} \wedge \vec{p}. \quad (4.2)$$

Sa variation dans le temps s'écrit :

$$\frac{d}{dt} \vec{L} = (\rho \vec{e}_\rho + z \vec{e}_z) \wedge (F_{dip-\vec{e}_\rho} \vec{e}_\rho + (F_{dip-\vec{e}_z} + F_g) \vec{e}_z). \quad (4.3)$$

Le développement de cette expression donne :

$$\frac{d}{dt} \vec{L} = (z \cdot F_{dip\vec{e}_\rho} - \rho \cdot (F_{dip\vec{e}_z} + F_g)) \vec{e}_\varphi. \quad (4.4)$$

On trouve finalement que la variation temporelle du moment cinétique se fait que selon \vec{e}_φ . La variation de sa composante L_z selon l'axe z par rapport au temps est donc nulle,

$$\frac{d}{dt} L_z = 0 \quad (4.5)$$

ce qui indique que le moment cinétique suivant l'axe vertical de l'atome dans le guide est une constante du mouvement. Lorsque les atomes entrent alors initialement dans le guide avec un moment cinétique moyen non nul, la valeur de la composante verticale est conservée durant leur guidage.

4.1.2 Formation du nuage annulaire

On effectue les calculs pour un guide parallèle. Les résultats restent valables pour le guide focalisé si on considère que le mouvement des atomes selon l'axe vertical est lent par rapport à leur mouvement dans le plan transverse (x0y). A l'intérieur du guide, le mouvement dans le plan x0y d'un atome dans l'approximation harmonique du puits de potentiel (voir paragraphe 2.2.2.2) est décrit par l'équation :

$$\vec{r}_\perp = \vec{r}_{0\perp} \cos(\omega t) + \frac{\vec{v}_{0\perp}}{\omega} \sin(\omega t) \quad (4.6)$$

où $\vec{r}_{0\perp}$ est le vecteur position initial et $\vec{v}_{0\perp}$ le vecteur vitesse initial de l'atome dans ce plan à l'entrée du guide, et ω la pulsation de l'atome dans le guide. Lorsque le guide est focalisé, la pulsation ω varie le long de l'axe 0z (voir paragraphe 2.2.1). Pour des atomes de moment cinétique non nul, les directions des vecteurs $\vec{r}_{0\perp}$ et $\vec{v}_{0\perp}$ sont différentes. Dans une base bien choisie de vecteurs $\vec{\zeta}$ et $\vec{\eta}$ parallèles respectivement à $\vec{r}_{0\perp}$ et $\vec{v}_{0\perp}$, on a :

$$\begin{aligned} \zeta &= r_{0\perp} \cos(\omega t) \\ \eta &= \frac{v_{0\perp}}{\omega} \sin(\omega t). \end{aligned} \quad (4.7)$$

On en déduit l'équation de la trajectoire de l'atome dans le guide :

$$\frac{\zeta^2}{r_{0\perp}^2} + \frac{\eta^2}{(v_{0\perp}/\omega)^2} = 1 \quad (4.8)$$

qui est une ellipse dont les axes ne sont pas forcément perpendiculaires. Le mouvement du nuage atomique à l'intérieur du guide décrit une ellipse quand son moment cinétique moyen n'est pas nul.

On tire également de l'équation de la trajectoire des atomes (4.6), des orbites particulières pour l'atome de moment cinétique nul, décrites comme suit :

- si la vitesse de l'atome dans le plan radial $\vec{v}_{0\perp}$ est nulle à l'entrée du guide, alors l'atome oscille sur un segment de droite de longueur $2 r_{0\perp}$.

- si la position de l'atome dans le plan radial $\vec{r}_{0\perp}$ est nulle à l'entrée du guide, alors l'atome oscille sur un segment de droite de longueur $2 \frac{v_{0\perp}}{\omega}$.

- si les directions des vecteurs $\vec{r}_{0\perp}$ et $\vec{v}_{0\perp}$ sont les mêmes, alors l'atome oscille sur un segment de droite de longueur $|r_{0\perp} \cos(\omega t) + \frac{v_{0\perp}}{\omega} \sin(\omega t)|$.

Par conséquent un nuage atomique de moment cinétique initial nul à l'entrée du guide effectue en moyenne un mouvement oscillatoire dans le guide.

Lorsqu'on éteint le guide après un temps de guidage T_g donné, le nuage atomique guidé évolue librement pendant une durée T_{bal} . A l'instant $t = T_{bal} + T_g$ la position \vec{R} des atomes dans le plan transverse s'écrit :

$$\vec{R} = \vec{r}_{\perp}(T_g) + \vec{v}_{\perp}(T_g).T_{bal} \quad (4.9)$$

où $\vec{r}_{\perp}(T_g)$ et $\vec{v}_{\perp}(T_g) = \frac{d}{dt} \vec{r}_{\perp} |_{t=T_g}$ sont respectivement la position et la vitesse des atomes dans le plan transverse à l'instant $t = T_g$ à la sortie du guide. En remplaçant $\vec{r}_{\perp}(T_g)$ et $\vec{v}_{\perp}(T_g)$ par leur expression respective, on obtient :

$$\vec{R} = (\vec{r}_{0\perp} + \vec{v}_{0\perp} T_{bal}) \cos(\omega T_g) + (-\vec{r}_{0\perp} \omega T_{bal} + \frac{\vec{v}_{0\perp}}{\omega}) \sin(\omega T_g). \quad (4.10)$$

La définition d'une nouvelle base de vecteurs $\vec{\zeta}$ et $\vec{\eta}$ dans le plan perpendiculaire à l'axe vertical tel que

$$\vec{\zeta} = \frac{\vec{r}_{0\perp} + \vec{v}_{0\perp} T_{bal}}{|\vec{r}_{0\perp} + \vec{v}_{0\perp} T_{bal}|} \quad \text{et} \quad \vec{\eta} = \frac{-\vec{r}_{0\perp} \omega T_{bal} + \frac{\vec{v}_{0\perp}}{\omega}}{|-\vec{r}_{0\perp} \omega T_{bal} + \frac{\vec{v}_{0\perp}}{\omega}|}, \quad (4.11)$$

et

$$\begin{aligned}\zeta &= |\vec{r}_{0\perp} + \vec{v}_{0\perp} T_{bal}| \cos(\omega T_g) \\ \eta &= \left| -\vec{r}_{0\perp} \omega T_{bal} + \frac{\vec{v}_{0\perp}}{\omega} \right| \sin(\omega T_g),\end{aligned}\tag{4.12}$$

permet d'écrire la position des atomes sous la forme $\vec{R} = \zeta \vec{\zeta} + \eta \vec{\eta}$. Le mouvement balistique des atomes est alors décrit par l'équation suivante :

$$\frac{\zeta^2}{|\vec{r}_{0\perp} + \vec{v}_{0\perp} T_{bal}|^2} + \frac{\eta^2}{|-\vec{r}_{0\perp} \omega T_{bal} + \frac{\vec{v}_{0\perp}}{\omega}|^2} = 1\tag{4.13}$$

qui représente aussi une ellipse. On obtient en moyenne pour un nuage atomique de moment cinétique moyen initial non nul à l'entrée du guide une structure annulaire du nuage à la sortie du guide. Pour un nuage atomique de moment cinétique moyen nul, il n'apparaît pas de forme annulaire mais on a un élargissement de la distribution initiale des atomes guidés après l'arrêt du guide qui est caractérisée par une gaussienne centrée en zéro (sur l'axe du guide) et de largeur $\sigma_0 + 4\sigma_v T_{bal}$ (σ_0 et σ_v sont respectivement la taille du nuage et la largeur de la distribution des vitesses des atomes dans le guide à l'instant T_g de l'arrêt du guide).

4.1.3 Mesure du moment cinétique axial des atomes

On décrit dans ce paragraphe, un modèle simple pour évaluer le moment cinétique moyen L_0 des atomes dans la mélasse à partir du rayon du nuage annulaire formé après expansion balistique des atomes à la sortie du guide. On suppose dans le modèle que le mouvement des atomes dans le guide est circulaire, c'est à dire que leur vitesse radiale \vec{v}_ρ est nulle et que leur vitesse transverse v_t dans le plan xOy est donc totalement tangentielle ($\vec{v}_t = \vec{v}_\varphi$) et perpendiculaire à leur vecteur position \vec{r}_\perp à chaque instant. La position \vec{R} des atomes après expansion balistique pendant un temps T_{bal} (Fig 4.1) s'écrit alors :

$$\vec{R} = \vec{r}(T_g) + \vec{v}_\varphi T_{bal}\tag{4.14}$$

et sa norme est donnée par :

$$R = \sqrt{r^2(T_g) + v_\varphi^2 T_{bal}^2}.\tag{4.15}$$

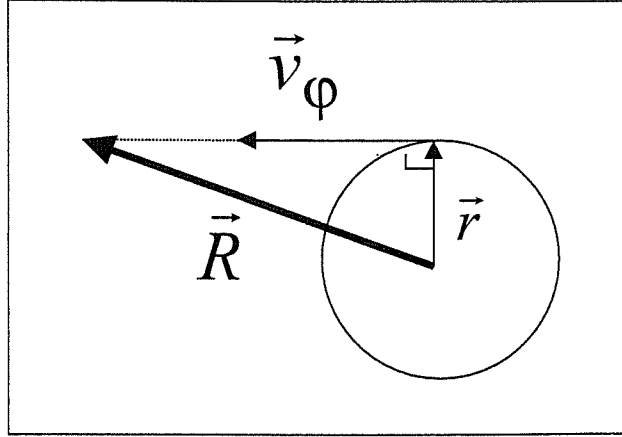


FIG. 4.1: Schéma de l'approximation des orbites circulaires.

La vitesse tangentielle des atomes s'exprime en fonction de la composante selon l'axe Oz du moment cinétique L_z comme :

$$v_\varphi = \frac{L_z}{m \cdot r(T_g)}. \quad (4.16)$$

En raison de la symétrie de révolution du guide, le moment cinétique L_z est conservé et est égal au moment cinétique initial L_0 des atomes à l'entrée du guide (voir paragraphe 4.1.1). En remplaçant v_φ dans la relation (4.15), on trouve que la position des atomes du nuage s'exprime en fonction de L_0 , soit :

$$R = \sqrt{r^2(T_g) + \left(\frac{L_0 T_{bal}}{m \cdot r(T_g)} \right)^2}. \quad (4.17)$$

Si on considère le rayon de la trajectoire circulaire des atomes dans le guide à l'instant $t = T_g$ proche de la taille du guide $w(z_g)$ avec $z_g = \frac{1}{2}gT_g^2$ ($r(T_g) = w(z_g)$), alors pour un temps d'expansion balistique du nuage atomique assez grand, on peut négliger le premier terme devant le second dans l'expression (4.17). On trouve dans ce cas que la position des atomes est proportionnelle au rapport du produit du moment cinétique des atomes par le temps d'expansion balistique, à la taille initiale du nuage dans le guide à l'instant $t = T_g$:

$$R = \frac{L_0 T_{bal}}{m \cdot w(z_g)}. \quad (4.18)$$

Pour des atomes de moment cinétique moyen non nul à l'entrée du guide, le rayon de leurs orbites qui est égal à la moyenne de leur position ($R_0 = \frac{L_0 T_{bal}}{m \cdot w(z_g)}$) dans le plan transverse xOy est non nulle. Ils forment un anneau de rayon égal à R_0 . On tire aussi de l'expression (4.18) que la largeur de la couronne de l'anneau formé R_m donne la largeur de la distribution de moment cinétique initial $\frac{L_m}{m}$ des atomes via la relation : $R_m = \frac{L_m T_{bal}}{m \cdot w(z_g)}$. Par conséquent l'apparition de la forme annulaire du nuage atomique sera d'autant plus visible que la dispersion de moment cinétique des atomes sera plus petite que la valeur moyenne.

Lorsque le moment cinétique initial des atomes est nul, la forme annulaire du nuage atomique disparaît car son rayon moyen devient alors nul.

4.2 Expérience

La technique expérimentale qu'on utilise pour créer le nuage d'atomes en forme d'anneau et pour mesurer le moment cinétique des atomes est une technique de temps de vol similaire à celle utilisée pour mesurer la température des atomes dans le guide (Fig 4.2). On procède de la manière suivante. On charge d'abord le piège avec un nuage d'atomes de moment cinétique moyen non nul. On installe ensuite le guide dipolaire suivant l'axe vertical. Le faisceau laser qui crée le guide focalise 75 mm en dessous du PMO et a une taille de col w_0 de 0.1 mm. La taille du guide est alors de 0.31 mm au niveau du piège, ce qui correspond à une profondeur du puits de potentiel d'environ 13 μ K. On éteint tout le dispositif de piégeage après avoir installé le guide. Les atomes se mettent donc à tomber sous l'effet de la gravité. Ceux dont l'énergie est inférieure à la profondeur du puits restent piégés dans le guide. Après un temps de guidage T_g correspondant à une altitude de chute des atomes dans le guide, on éteint soudainement le guide et les atomes continuent à tomber sans le guide. Le nuage d'atomes guidés se met en expansion à cause de la distribution des vitesses transverses des atomes. Le nuage atomique évolue alors en forme d'anneau dans le plan transverse xOy . Durant le temps d'expansion libre du nuage $T_{bal} = T - T_g$ ($T = 250$ ms est le temps total de chute des atomes sur 30 cm), les atomes ne sont soumis

qu'au champ de gravité. Le mouvement est balistique. L'analyse de la distribution du nuage à $t = T$ donne des informations sur la distribution des vitesses des atomes à $t = T_g$ au moment de l'arrêt du guide, voire à l'entrée du guide dans le cas du guide à symétrie de révolution autour de son axe comme on l'a montré dans la partie théorique. On fait ensuite l'image du nuage après son expansion balistique avec la détection horizontale à 30 cm en dessous du PMO (3.1.3.4). A partir de la configuration de la détection, on ne peut pas faire directement l'image du nuage annulaire car l'axe de la caméra CCD est perpendiculaire à l'axe vertical. Néanmoins, comme la taille transverse du faisceau d'analyse dirigé horizontalement est petite (~ 10 mm) par rapport à la taille du nuage annulaire, on fait l'image d'une section du nuage (Fig 4.3). L'analyse des images va nous permettre de mesurer la taille de l'anneau et de déduire la valeur du moment cinétique moyen des atomes dans le guide à $t = T_g$ qui est égal à celle des atomes à l'entrée du guide en raison de la symétrie de révolution du guide autour de son axe.

4.3 Résultats expérimentaux

4.3.1 Expansion balistique du nuage

On fait l'image de l'expansion balistique des atomes pour différents temps de guidage, avec une caméra CCD placée à 30 cm en dessous du PMO. La configuration de la détection nous permet d'observer seulement une section du nuage atomique dans le plan xOy après expansion balistique. La figure 4.4 montre ces images pour les différents temps de guidage T_g et de vol balistique T_{bal} tel que la somme $T_g + T_{bal}$ est égale aux 250 ms de temps que met le nuage atomique pour parcourir les 30 cm.

On observe clairement une distribution à deux maximums des temps de guidage entre 70 ms et 150 ms. Pour T_g entre 0 ms et 60 ms, on observe un seul nuage de faible densité. Les temps de vol balistiques correspondants à ces temps de guidage sont grands. Le rayon de l'anneau et l'élargissement de la couronne sont si grands que la densité des atomes dans la région de recouvrement des deux nuages est très faible et presque la même que

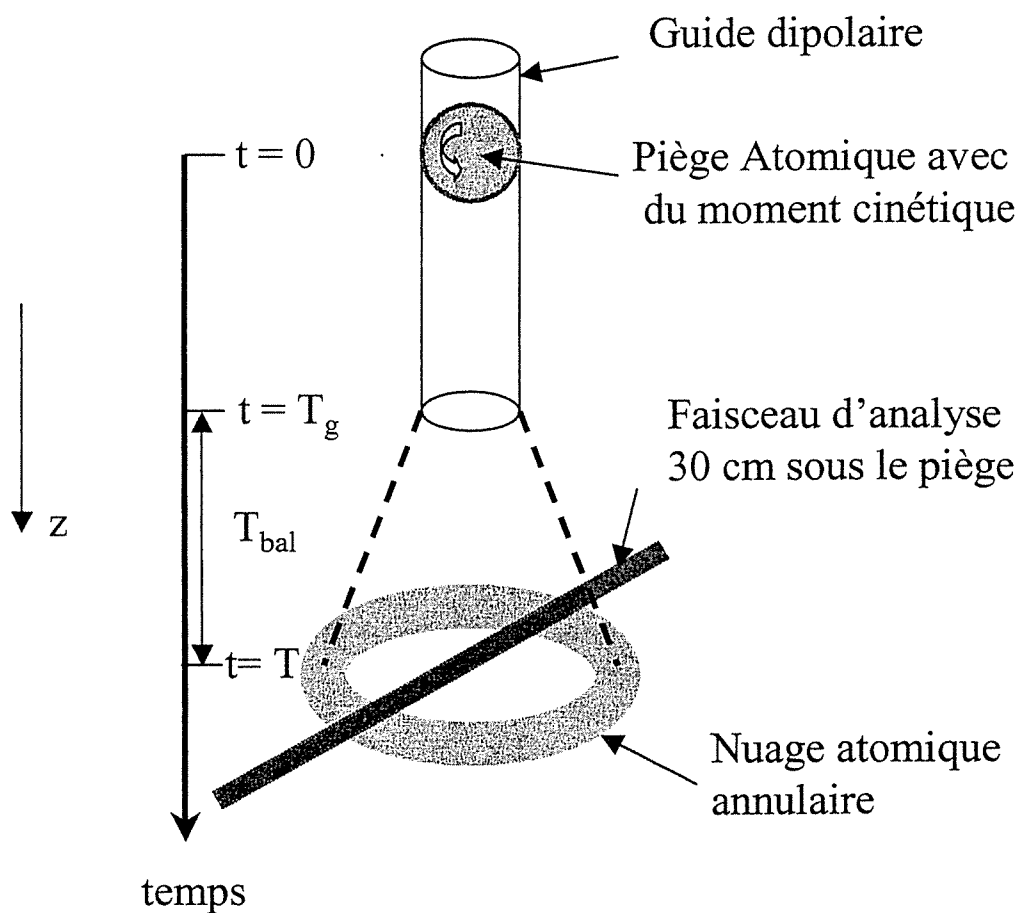


FIG. 4.2: Schéma expérimental de formation de nuage atomique annulaire et de mesure du moment cinétique des atomes d'un piège magnétoptique. Le guide utilisé dans l'expérience est en réalité focalisé.

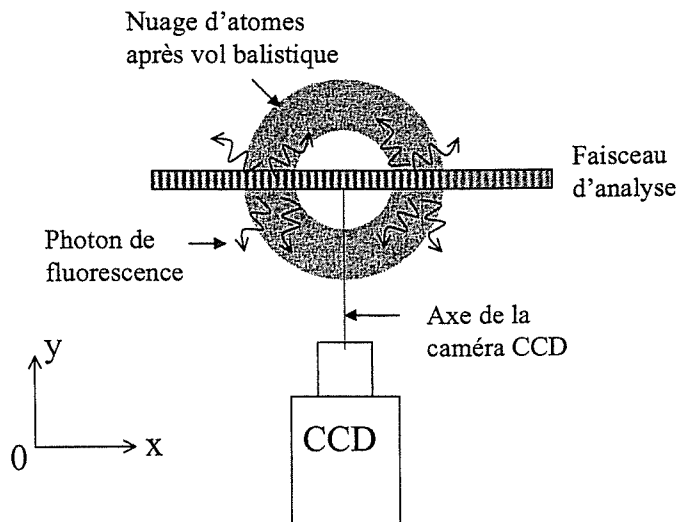


FIG. 4.3: Image très schématique de la configuration de la détection. Coupe dans le plan transversal xOy .

celle au centre de chacun des nuages atomiques qui sont à la fois élargies et éloignées l'une de l'autre. On obtient alors une distribution étalée et de faible densité. En revanche au-delà de 150 ms de guidage, le temps d'expansion des atomes est court. Le rayon de l'anneau est encore petit par rapport à l'étalement de la couronne. Le recouvrement des deux maximums est important et la distribution présente un seul maximum.

4.3.2 Mesure du moment cinétique des atomes

Pour mesurer le moment cinétique des atomes, on procède à l'analyse des clichés d'images des atomes pris après leur expansion balistique. La procédure d'analyse est la même que celle décrite au paragraphe du chapitre 3. On intègre sur 10 lignes les images suivant la direction verticale ($1 \text{ ligne} = 1 \text{ pixels} = 48 \mu\text{m}$) et on trace le profil d'émission des atomes suivant la direction horizontale (Fig 4.5). Le tracé des profils montrent clairement une distribution à deux maximums pour les instants de guidage initiaux compris entre 70 et 150 ms. Les profils sont ajustés par une fonction de deux gaussiennes

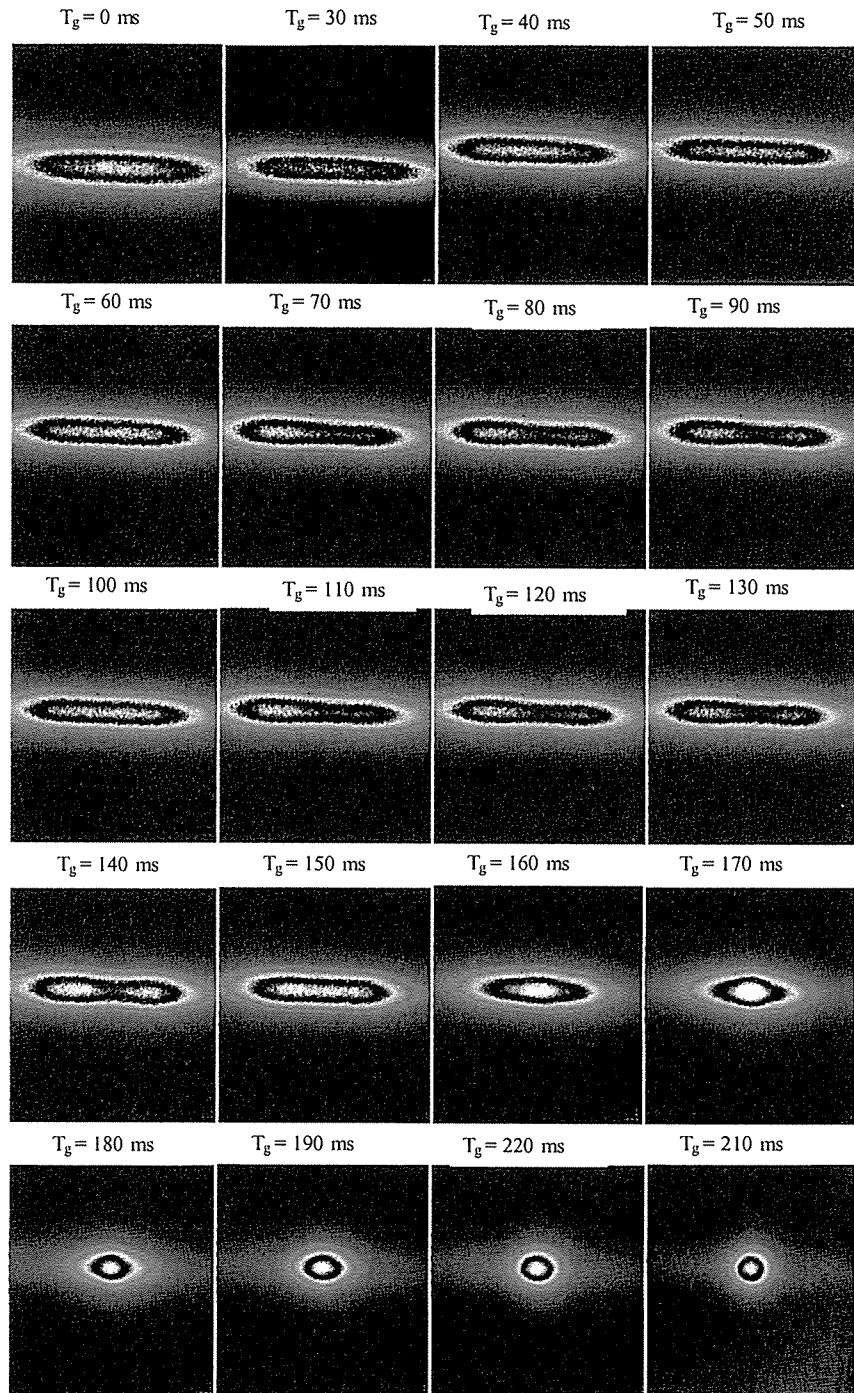


FIG. 4.4: Images de l'expansion balistique des atomes pendant une durée T_{bal} après un temps de guidage T_g tel que $T_g + T_{bal} = 250$ ms, ce qui correspond à une chute totale des atomes sur une distance de 300 mm.

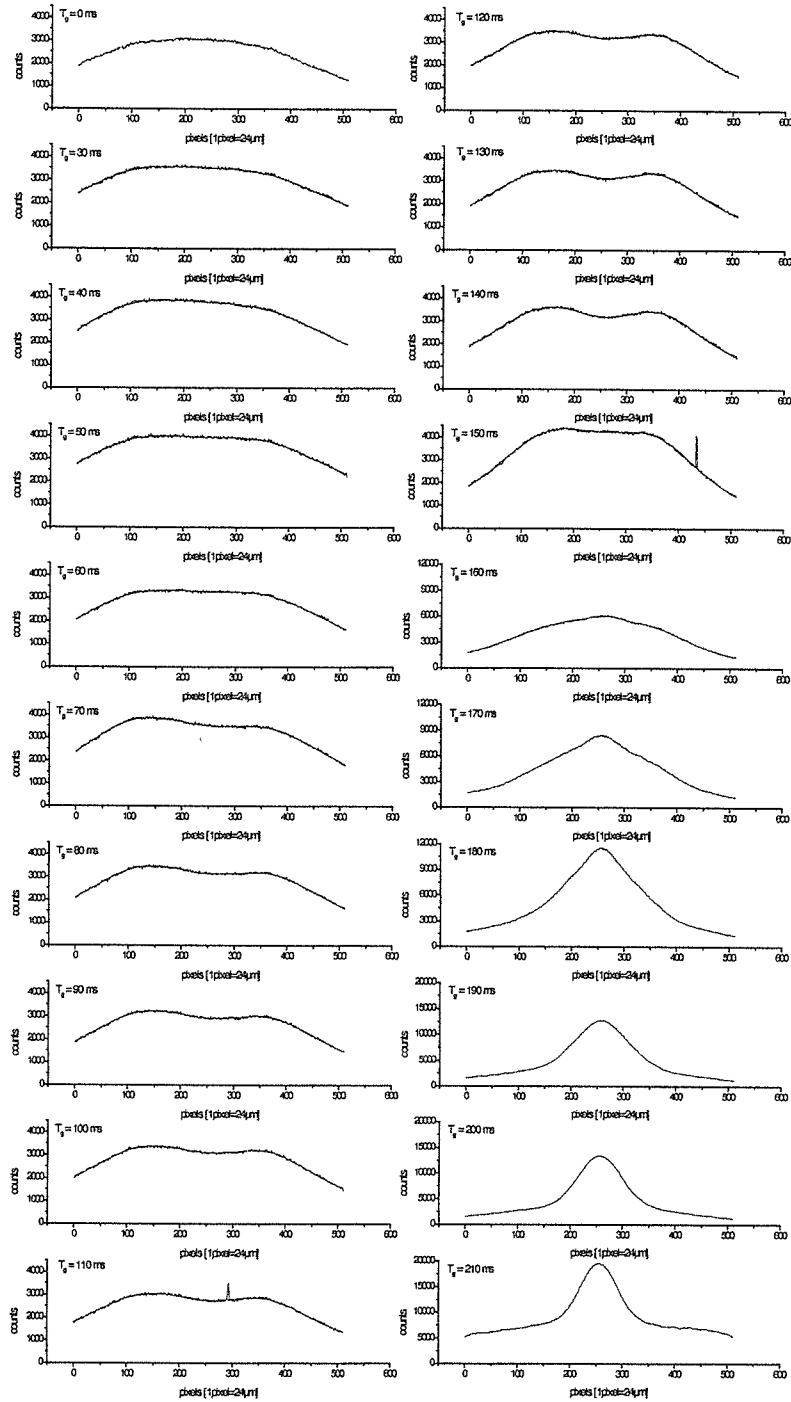


FIG. 4.5: Profils d'émission des atomes selon la direction transverse, après expansion balistique durant un temps T_{bal} associé à un temps de guidage T_g . Le pic étroit sur le profil d'émission des atomes dans les figures pour $T_g = 110$ ms et $T_g = 150$ ms est un pixel faux.

qui donne la distance de séparation des centres des deux distributions atomiques. Cette mesure correspond au diamètre de l'anneau d'atomes. On en déduit le rayon R de l'anneau en fonction du temps de guidage T_g et on obtient la courbe de la figure 4.6a. Les mesures ont été réalisées pour des temps de guidage allant de 0 à 150 ms. Pour $T_g > 150$ ms, les profils d'émission obtenus sont difficilement ajustables par deux gaussiennes. La courbe R_{exp} en fonction de T_g montre que le rayon de l'anneau augmente lentement et progressivement entre 0 ms et 70 ms où il devient maximal, puis se met à diminuer après $T_g > 70$ ms. On mesure une variation du rayon annulaire d'environ 20 % autour d'une valeur moyenne d'environ 2.7 mm, et varie donc peu de $T_g = 0$ à 140 ms. Ce résultat peut se comprendre par la présence de deux effets qui pourraient se composer : la conservation du moment cinétique et le rétrécissement du faisceau conduisent à une augmentation de la vitesse orthoradiale, alors que le temps d'expansion diminue.

La mesure du rayon des anneaux R permet d'évaluer le moment cinétique moyen $\frac{L_0}{m}$ des atomes dans le guide à l'instant T_g ($T_g = 250 \text{ ms} - T_{bal}$). Deux formules sont disponibles pour calculer $\frac{L_0}{m}$ à partir de R (4.17 et 4.18). La première permet de déduire la quantité $\frac{L_0}{m}$:

$$\frac{L_0}{m} = \sqrt{(R^2 - w^2(T_g))} \frac{w(T_g)}{T - T_g} \quad (4.19)$$

et la seconde donne :

$$\frac{L_0}{m} = \frac{R \cdot w(T_g)}{T - T_g}. \quad (4.20)$$

Comme la valeur de R est mesurée de l'ordre de quelques millimètres et que la taille du guide w est environ dix fois plus faible, la seconde formule est donc convenable pour évaluer $\frac{L_0}{m}$. Le tracé de la quantité $\frac{R_{exp} \cdot w(T_g)}{T - T_g}$ en fonction de T_g et pour différentes valeurs du col du guide w_0 est donné à la figure 4.6b (R_{exp} est la mesure expérimentale du rayon de l'anneau atomique pour un temps de guidage T_g donné). Le graphe montre que pour des valeurs de w_0 proches de celle de l'expérience (de l'ordre de 150 μm), la quantité $\frac{R_{exp} \cdot w(T_g)}{T - T_g}$ varie peu ce qui est en bon accord avec notre modèle à orbites circulaires qui suppose que L_0 est une constante. On trouve pour $w_0 = 150 \mu\text{m}$ une valeur moyenne de

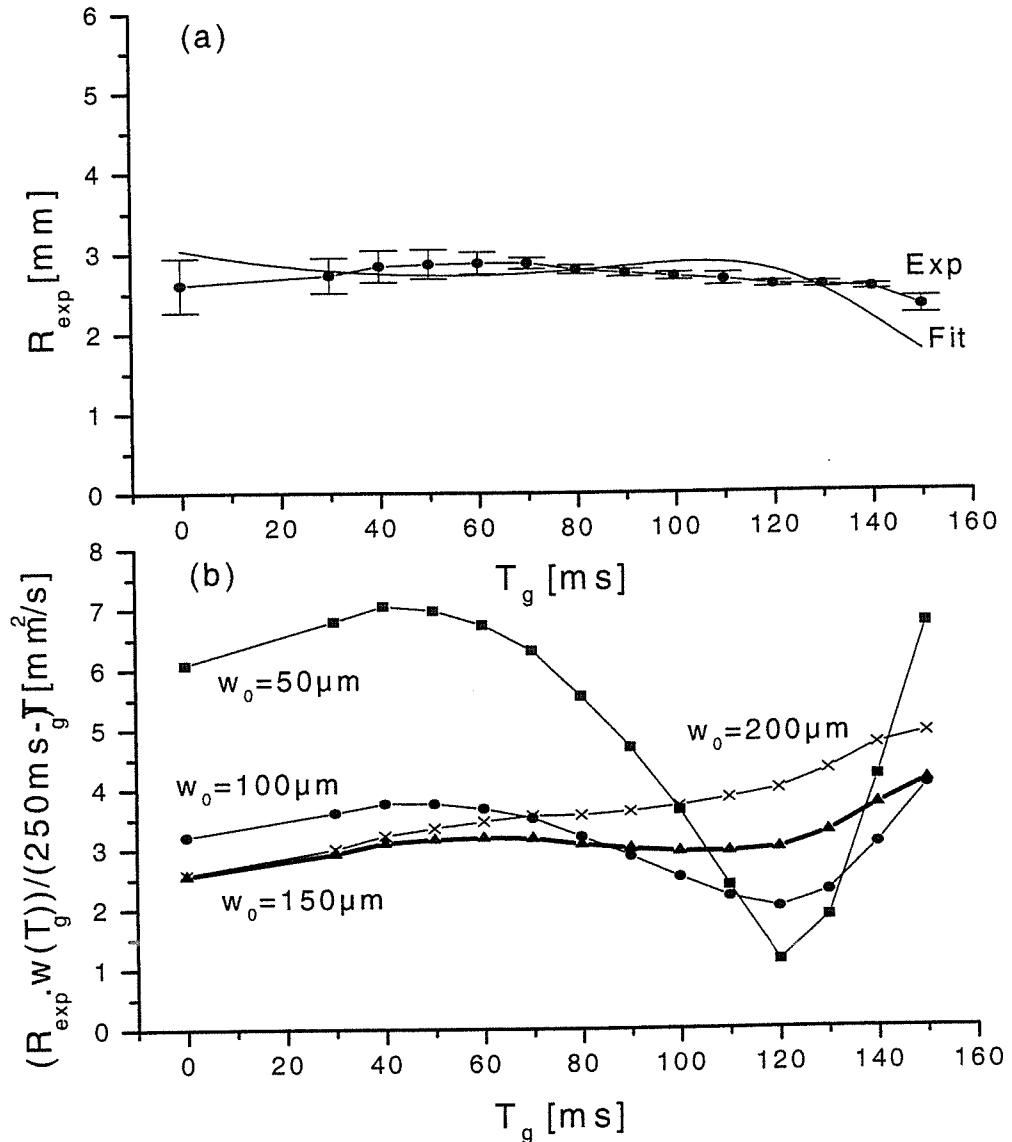


FIG. 4.6: Mesures expérimentales du rayon des anneaux formés par les atomes initialement guidés pendant T_g et après leur expansion balistique (a). La courbe en continue sur le graphe (a) est la courbe d'ajustement de la courbe expérimentale du rayon des anneaux. La figure (b) représente le tracé de la quantité $\frac{R_{\text{exp}} \cdot w(T_g)}{(250 \text{ ms} - T_g)}$ en fonction du temps de guidage T_g pour différentes valeurs du col du guide w_0 .

$\frac{R_{exp} \cdot w(T_g)}{T - T_g}$ égale à $3.15 \text{ mm}^2/\text{s}$. L'ajustement des données expérimentales par la loi $\frac{L_0}{m} \frac{T - T_g}{w(T_g)}$ donne $w_0 = 0.123 \text{ mm}$ et $\frac{L_0}{m} = 2.63 \text{ mm}^2/\text{s}$. La courbe d'ajustement est représentée en trait continu sur la figure 4.6b. La valeur de la quantité $\frac{R_{exp} \cdot w(T_g)}{T - T_g}$ et de $\frac{L_0}{m}$ obtenue par l'ajustement étant du même ordre de grandeur, on estime donc que la valeur du moment cinétique moyen $\frac{L_0}{m}$ des atomes est de l'ordre de quelques mm^2/s et est conservée dans le guide. L'ordre de grandeur du moment cinétique mesuré correspond aussi à celui du moment cinétique moyen des atomes dans le piège initial par raison de symétrie du guide. On prendra $w_0 = 0.15 \text{ mm}$ et $\frac{L_0}{m} = 6 \text{ mm}^2/\text{s}$ pour effectuer nos calculs numériques.

4.4 Calculs Monte Carlo et comparaison avec l'expérience

Afin de décrire le comportement des atomes avec du moment cinétique à l'entrée du guide dipolaire, nous avons modifié le programme de calcul des trajectoires des atomes dans le logiciel SIMION. Nous avons fait un modèle simple de la distribution initiale des atomes dans l'espace des phases, à partir duquel nous avons calculé les trajectoires atomiques pour un guide parallèle et focalisé.

Après la présentation du modèle, on étudie l'évolution temporelle de la densité atomique dans le guide. Ensuite on illustre l'expansion balistique du nuage après guidage et on présente la méthode utilisée pour augmenter l'intensité du signal à partir des résultats numériques. Cela permet de déterminer le rayon des anneaux formés. On confronte les résultats à ceux de l'expérience.

4.4.1 Modèle numérique

On rappelle que trois programmes sont nécessaires pour effectuer nos calculs dans SIMION (voir paragraphe 3.3.1) : le programme d'extension (.PRG) définit la distribution initiale des atomes et les forces. On suppose que le nuage atomique est sphérique et que les positions selon x , y et z des atomes qu'il contient suivent une distribution gaussienne

centrée en zéro et de largeur σ (σ de même valeur dans les trois directions de l'espace). Lorsque la composante du moment cinétique selon l'axe z des atomes à la température T est nulle, la distribution des vitesses est supposée vérifier la loi de Maxwell. La distribution initiale des atomes dans l'espace des phases s'écrit alors en coordonnées cylindriques :

$$d^6P = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}\sigma^3} e^{-\frac{r^2+z^2}{2\sigma^2}} r dr d\varphi dz \frac{1}{(2\pi)^{3/2}\sigma_v^3} e^{-\frac{v^2}{2\sigma_v^2}} dv_r dv_\varphi dv_z \quad (4.21)$$

où z est l'axe vertical, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ est la coordonnée radiale dans le plan transverse xOy , v est la vitesse totale des atomes, v_z , v_r et v_φ sont les composantes de la vitesse en coordonnées cylindriques, σ est la largeur du piège et $\sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$ est la largeur de la distribution des vitesses des atomes avec k_B la constante de Boltzmann.

Si on considère des atomes ayant un moment cinétique moyen non nul selon l'axe z , leur distribution des vitesses est modifiée et n'est plus centrée en zéro. Dans le modèle choisi, on suppose qu'à l'instant $t = 0$ (au moment de l'arrêt du dispositif de piégeage des atomes) la distribution de moment cinétique des atomes est une gaussienne centrée en L_0 et de largeur L_m . On détermine les caractéristiques initiales des atomes (position et vitesse) de la manière suivante :

-1) on tire aléatoirement dans une distribution gaussienne centrée en zéro et de largeur σ , les positions x , y et z des atomes. Le nuage atomique dans cette description est supposée sphérique. On en déduit la variable de position radiale $r = \sqrt{x^2 + y^2}$.

-2) Les vitesses v_z et v_r sont tirées de façon aléatoire dans une gaussienne centrée en zéro et de largeur σ_v .

-3) On tire aléatoirement le moment cinétique des atomes dans une gaussienne centrée en L_0 et de largeur L_m . On en déduit la vitesse azimutale v_φ puisque $L = mrv_\varphi$. Des tirages de r , de v_r et de v_φ , on déduit géométriquement les vitesses v_x et v_y des atomes.

Dans le modèle, les tirages tels que $r = 0$ et $L = 0$ ne sont pas retenus car la vitesse v_φ est indéterminée. C'est pourquoi lorsque cette situation se présente, on tire directement de façon aléatoire les vitesses v_x et v_y dans une distribution gaussienne identique à celle utilisée pour déterminer la vitesse v_z des atomes. Par contre lorsqu'un tirage donne $L \neq 0$

et $r = 0$, on garde la valeur de L tirée et on refait le tirage des positions (x, y) jusqu'à obtenir $r \neq 0$.

4.4.2 Evolution temporelle de la densité atomique dans le guide

Les calculs numériques nous donnent à chaque instant les positions des atomes dans les trois directions de l'espace. On peut donc représenter l'évolution de la densité atomique dans le guide à différents instants de guidage T_g . Les courbes de densité atomique que nous présentons sur la figure 4.7 sont définies par $n(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} n(x, y, z) dz$. Contrairement aux résultats expérimentaux, on peut visualiser la forme annulaire du nuage atomique après son expansion balistique pour un moment cinétique moyen non nul des atomes. Les calculs numériques ont été réalisés pour un tirage de 40000 atomes à $10 \mu\text{K}$ et une taille du nuage atomique de 0.4 mm avec ou sans moment cinétique. Le col du guide focalisé a une taille de $140 \mu\text{m}$ et est placé à 75 mm en dessous de la position initiale des atomes à l'entrée du guide. Les calculs ont été aussi réalisés pour un guide parallèle avec une taille de $250 \mu\text{m}$. La méthode d'analyse des résultats numériques est la même que celle présentée au paragraphe 3.3.2. A partir de ces résultats, on construit un tableau de densité des positions atomique dans le plan xOy . Le tracé de la courbe de densité atomique dans ce plan pour les différents temps de guidage est donné à la figure 4.7. Les courbes présentent une forte densité d'atomes au centre, là où les atomes sont guidés.

Dans le cas du guide parallèle, la densité des atomes guidés reste la même aux différents instants T_g de guidage le long du guide avec (Fig 4.7 (c)) ou sans (Fig 4.7 (a)) moment cinétique. Cette observation s'explique par l'invariance de la taille du nuage guidé visible à partir de $T_g = 120 \text{ ms}$ où les atomes non guidés sont séparés des atomes guidés. En absence de moment cinétique, on n'observe pas de structure annulaire. Lorsque les atomes ont un moment cinétique moyen non nul, le nuage guidé présente une structure en anneau de taille constante, ce qui montrerait que le moment cinétique des atomes est conservé dans le guide puisque la taille transverse du guide est constante et que la taille des anneaux est fonction de la valeur du moment cinétique moyen. Le grandissement de la de la distribution de

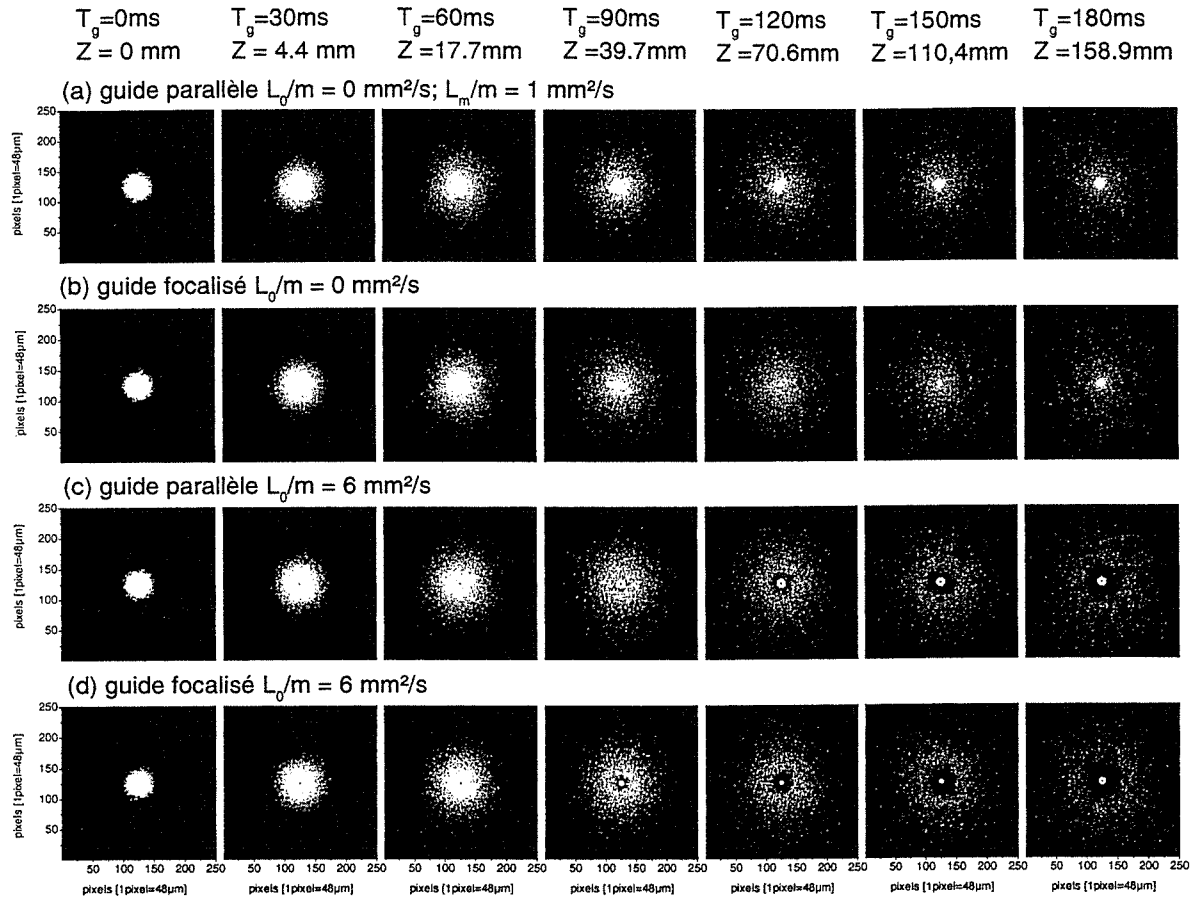


FIG. 4.7: *Distribution de la densité des atomes dans le plan transverse xy en présence de guide parallèle sans (a) ou avec (c) moment cinétique, et de guide focalisé sans (b) ou avec (d) moment cinétique. La taille du guide parallèle est de $250\text{ }\mu\text{m}$. La taille du col du guide focalisé w_0 est égal à 0.14 mm et se trouve à 75 mm en dessous du PMO. Les calculs ont été réalisés avec un tirage de $40\,000$ atomes de moment cinétique moyen $\frac{L_0}{m} = 6\text{ mm}^2/\text{s}$, de largeur $\frac{L_m}{m} = 1\text{ mm}^2/\text{s}$, à $10\text{ }\mu\text{K}$. La taille du nuage atomique est de 0.4 mm .*

densité atomique à $T_g = 120$ ms dans le guide parallèle montre qu'on a bien une structure en anneau du nuage d'atomes dans le plan transverse $x0y$ lorsque le moment cinétique moyen des atomes est non nul (Fig 4.8). Pour mettre en évidence la structure annulaire

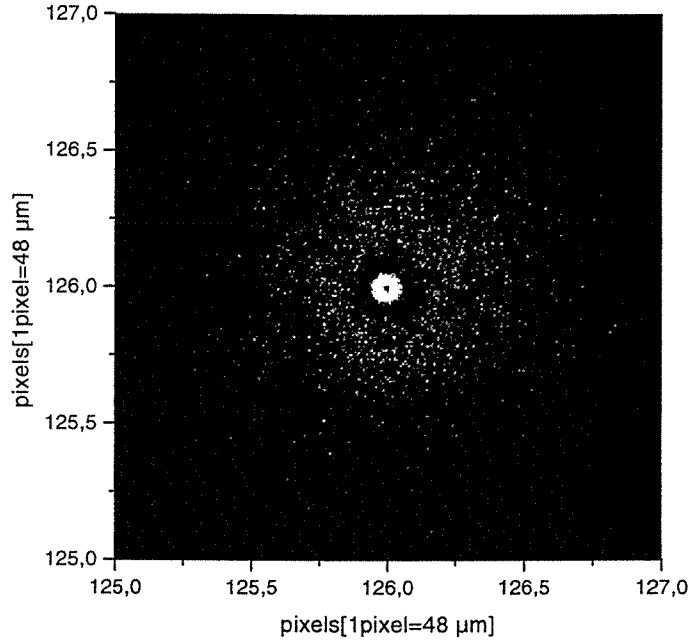


FIG. 4.8: *Grandissement de la figure de la densité des atomes dans le plan transverse $x0y$ avec un moment cinétique moyen non nul ($L_0/m = 6 \text{ mm}^2/\text{s}$ et $L_m/m = 6 \text{ mm}^2/\text{s}$), en présence de guide parallèle (de taille $250\mu\text{m}$) et pour un temps de guidage $T_g = 120$ ms. On distingue bien la structure annulaire du nuage atomique guidé de celle des atomes non guidés. L'échelle ne correspond pas à celle de la figure.*

du nuage dans les résultats des simulations, on a pris une valeur de la largeur de la distribution de moment cinétique des atomes L_m petite devant L_0 ($\frac{L_0}{m} = 6 \text{ mm}^2/\text{s}$ et $\frac{L_m}{m} = 1 \text{ mm}^2/\text{s}$). Comme la valeur de L_m est petite par rapport à celle de L_0 , on observe une séparation spatiale des atomes guidés et des atomes non guidés à partir d'un temps de guidage d'environ 120 ms dans la figure (Fig 4.7 (c)). Il n'y a presque pas d'atomes au centre du guide pour cette même raison. Ces observations ne dépendant pas de la configuration du guide, elles restent donc valables pour le guide focalisé.

Dans le guide focalisé, la densité des atomes augmente au cours du temps jusqu'à être maximale au col du guide pour $T_g = 120$ ms (la taille du nuage guidé diminue continûment jusqu'à $T_g = 120$ ms), puis se met à décroître au-delà (la taille du nuage guidé se met à augmenter après $T_g = 120$ ms) (Fig 4.7 (b) et (d)). Le nuage d'atomes guidés avec du moment cinétique présente une structure annulaire mais de dimension variable au cours du temps de guidage T_g à cause de la forme focalisée du guide (Fig 4.7 (d)). En absence de moment cinétique, il n'y a pas de structure annulaire (Fig 4.7 (b)).

L'ensemble de ces résultats numériques sont en accord avec l'approche théorique qu'on a décrite au début de ce chapitre.

4.4.3 Expansion balistique du nuage d'atomes guidés

Comme nous l'avons décrit dans la partie expérimentale, après un temps de guidage T_g des atomes, on éteint le guide et les atomes évoluent en vol balistique durant un temps T_{bal} . La durée totale de l'évolution des atomes (guidage plus expansion balistique) $T = T_g + T_{bal} = 250$ ms correspond au temps d'arrivée des atomes dans la région de détection se trouvant à 30 cm en dessous du PMO. On représente la densité atomique après expansion balistique du nuage dans le plan xOy , pendant un temps T_{bal} associé à un temps de guidage T_g (Fig 4.9).

En absence de guide ($T_g = 0$ ms), on observe une forme annulaire du nuage atomique après expansion balistique des atomes quand le moment cinétique moyen des atomes est non nul. La densité atomique reste très faible.

Lorsqu'on installe le guide ($T_g > 0$ ms), la densité atomique décroît d'autant plus que le temps de guidage est petit (T_{bal} grand), et avoisine le cas en absence de guide ($T = T_{bal}$ et $T_g = 0$). Toutefois pour le guide focalisé, la densité atomique est faible entre $T_g = 0$ et 150 ms (Fig 4.9 (b) et (d)). En effet, à ces temps de guidage croissants, la température cinétique du nuage guidé augmente progressivement jusqu'à devenir supérieure à la température initiale de la mélasse optique à $T_g = 120$ ms au col du guide. On observe donc une augmentation de la vitesse orthoradiale des atomes guidés dans l'espace des phases (voir

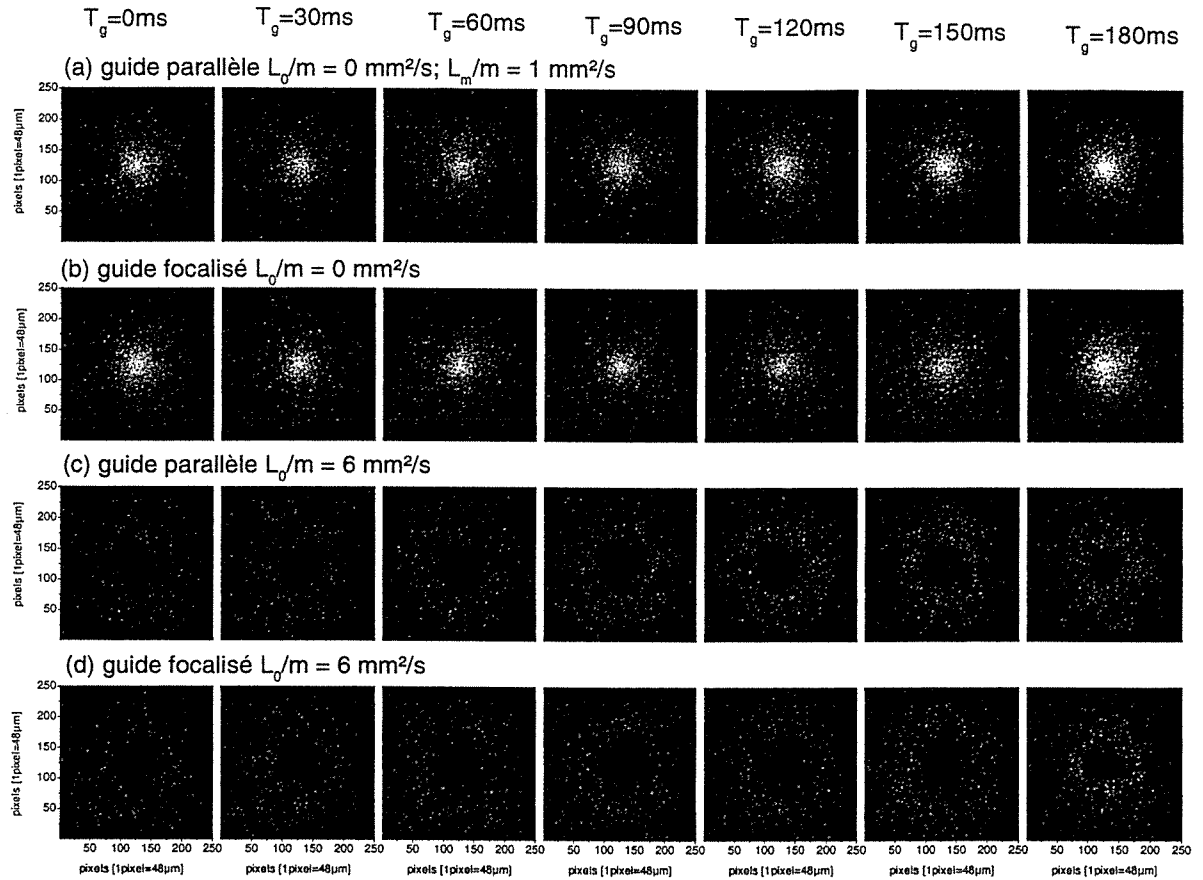


FIG. 4.9: *Distribution transverse dans le plan xy après expansion balistique de la densité des atomes guidés. Les figures correspondent au cas d'atomes guidés initialement soit dans un guide parallèle sans (a) ou avec (c) moment cinétique, soit dans un guide focalisé sans (b) ou avec (d) moment cinétique. La taille du guide parallèle est de $250 \mu\text{m}$. La taille du col du guide focalisé w_0 est égal à 0.14 mm et se trouve à 75 mm en dessous du PMO. Les calculs ont été réalisés avec un tirage de $40\,000$ atomes de moment cinétique moyen $\frac{L_0}{m} = 6 \text{ mm}^2/\text{s}$, de largeur $\frac{L_m}{m} = 1 \text{ mm}^2/\text{s}$, à $10 \mu\text{K}$. La taille du nuage atomique est de 0.4 mm .*

paragraphe 3.2.2). La variation de la distribution des vitesses orthoradiales des atomes guidés le long du guide focalisé et la conservation du moment cinétique, associé au temps d'expansion des atomes qui diminue, introduit une variation non monotone de la taille des anneaux atomiques formés (Fig 4.9 (d)). C'est ce qui explique la faible variation du rayon de l'anneau qu'on obtient dans la figure 4.9 (d) entre $T_g = 0$ ms et $T_g = 150$ ms, puis sa décroissance continue après $T_g > 150$ ms.

Dans le cas du guide parallèle où la distribution des vitesses des atomes le long du guide n'est pas modifiée, le nuage d'atomes guidés avec un moment cinétique moyen non nul présente après son expansion balistique une forme annulaire dont la taille décroît progressivement avec des temps de guidage croissants correspondant à des temps de vol balistique décroissants (Fig 4.9 (c)). La décroissance du rayon annulaire en fonction du temps de guidage n'est pas très visible dans les figures 4.9 (c) à cause de l'absence d'atomes au centre. Néanmoins elle peut se voir par l'augmentation progressive de la densité atomique de l'anneau.

En conclusion, lorsque le nuage atomique guidé possède un moment cinétique moyen non nul, il apparaît des anneaux dont les rayons dépendent de la configuration (parallèle ou focalisé) du guide utilisé pour guider initialement les atomes et du temps de l'évolution balistique du nuage guidés (Fig 4.9 (c) et (d)). En revanche, quel que soit le type de guide (parallèle ou focalisé) utilisé pour guider les atomes, lorsque le nuage atomique a un moment cinétique nul à l'entrée du guide, il ne présente pas de forme annulaire après son expansion balistique (Fig 4.9 (a) et (b)).

Ces résultats sont en accord avec les prédictions théoriques faites sur la formation du nuage annulaire pour le guide à symétrie de révolution. Il est important de noter que la formation de la structure annulaire ne relève pas de la configuration du guide (parallèle ou focalisé) mais seulement de la présence de moment cinétique dans le nuage atomique à l'entrée du guide.

4.4.4 Amplification du signal et mesure du rayon du nuage annulaire

L'intérêt de la méthode que nous allons développer dans ce paragraphe est essentiellement basé sur le gain de temps pour faire les calculs numériques. En effet, le phénomène que nous étudions nécessite de faire des calculs avec une très bonne précision, ce qui se traduit numériquement par des pas de calcul très petits et donc des calculs longs en temps (environ 3 h de calcul pour un tirage de 10000 atomes). On est contraint pour cela dans nos simulations, d'effectuer les calculs avec 40000 tirages d'atomes par exemple, alors qu'il faudrait environ 10^7 atomes comme dans la mélasse optique. Toutefois, les résultats des calculs permettent de faire une analyse numérique quantitative des caractéristiques des atomes à l'intérieur du guide comme nous l'avons faite au chapitre 3 car on a un bon rapport signal sur bruit. En revanche, après expansion balistique du nuage guidé, la densité atomique devient faible pour des temps d'expansion grands. Le tracé des histogrammes des positions des atomes par exemple devient difficile à analyser car le rapport signal sur bruit est très médiocre. Tous ces problèmes rencontrés nous ont conduit à chercher une méthode qui nous permette d'augmenter la densité atomique après expansion balistique du nuage afin d'avoir un meilleur rapport signal sur bruit. L'idée est donc de générer du signal à partir des résultats numériques. On a développé une technique qui utilise la symétrie de révolution du guide (Fig 4.10). A partir de la position (x_1, y_1) d'un atome 1 après son expansion balistique, on génère de façon aléatoire de nouvelles positions atomiques (x_i, y_i) ($i = 2, 3, 4$ etc.) se trouvant à la même distance de l'origine du plan transverse xOy que l'atome 1. Les nouvelles positions atomiques générées et l'atome 1 se trouvent sur un cercle de rayon égal à $r_1 = \sqrt{x_1^2 + y_1^2}$. L'expression des composantes x_i et y_i de la position du $i^{\text{ème}}$ atome généré dans le plan xOy s'écrit donc :

$$\begin{aligned} x_i &= r_1 \cos(\varphi_i) \\ y_i &= r_1 \sin(\varphi_i) \end{aligned} \tag{4.22}$$

où φ_i est le $i^{\text{ème}}$ angle tiré aléatoirement dans l'intervalle $[0, 2\pi]$. Cette méthode nécessite cependant une densité atomique initiale raisonnable afin de ne pas reproduire et amplifier

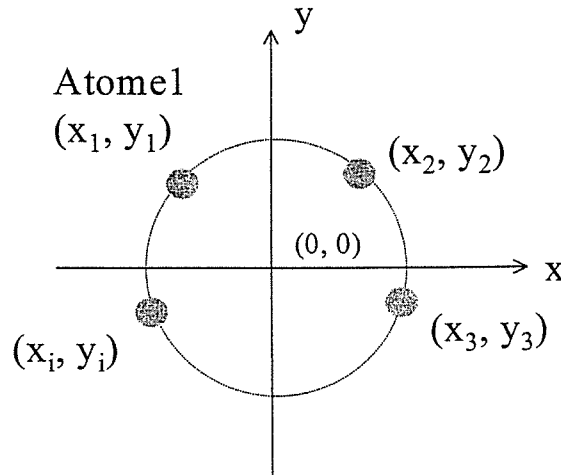


FIG. 4.10: Méthode numérique de génération d'atomes à partir d'un seul atome. La position de l'atome initial est indiquée par 1. Les nouvelles positions des atomes générés sont indiquées par $i = 2, 3, 4$ etc.

le bruit initial. On réalise cette procédure avec un programme qu'on écrit en langage C++.

Les résultats de l'application de cette méthode aux résultats des calculs numériques sont donnés dans la figure 4.11 pour le guide focalisé. On a d'abord engendré 50 nouvelles positions à partir de chacune des positions atomiques obtenues après expansion balistique des atomes. On a créé ensuite une matrice 2D dans le plan (xOy) suivant la procédure décrite au paragraphe 3.3.2.1 du chapitre 3. Puis on a fait une intégration numérique sur 209 pixels (équivalent à 10 mm) suivant la direction horizontale Oy , ce qui donne l'histogramme 1D des positions des atomes selon la direction horizontale Ox . Les histogrammes obtenus présentent une évolution similaire aux profils d'émission des atomes dans l'expérience (Fig 4.5). Pour des temps de guidage supérieurs à 150 ms, on observe encore un creux au centre des histogrammes. Cela est dû à la faible valeur de la largeur de la distribution de moment cinétique que nous avons prise pour les calculs.

On ajuste les histogrammes avec deux gaussiennes, pour avoir la distance entre les centres des deux distributions atomiques. On en déduit le rayon de l'anneau qui est égal à

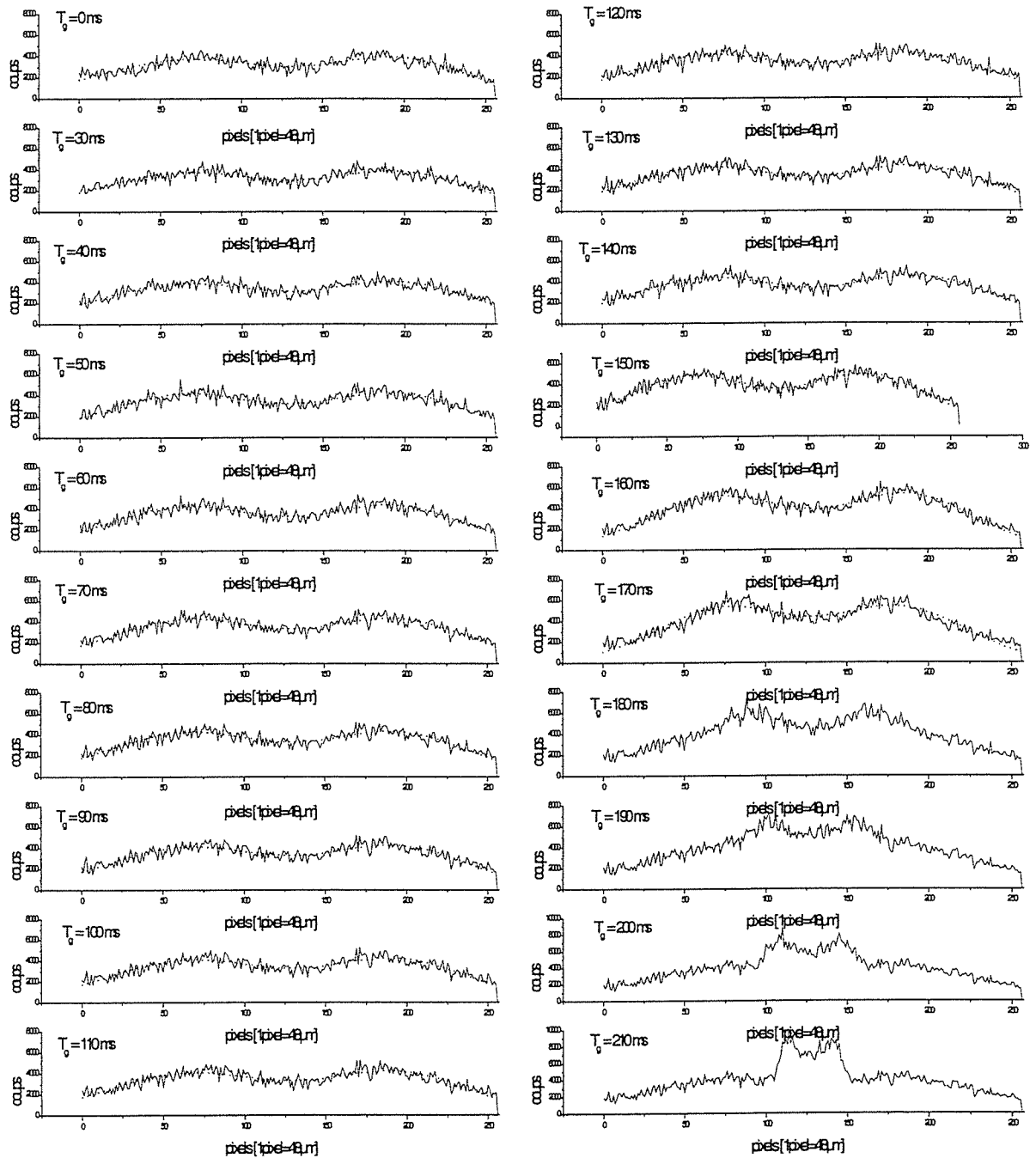


FIG. 4.11: *Histogrammes des positions suivant la direction horizontale Ox , après expansion balistique des atomes. Les atomes sont initialement guidés dans un guide focalisé de taille de col égale à 0.14 mm se trouvant à 75 mm en dessous du PMO. Les calculs ont été réalisés avec un tirage de 40000 atomes de moment cinétique moyen $\frac{L_0}{m} = 6 \text{ mm}^2/\text{s}$, de largeur $\frac{L_m}{m} = 1 \text{ mm}^2/\text{s}$, à $10 \mu\text{K}$. La taille du nuage atomique est de 0.4 mm. Les courbes en pointillées représentent les courbes d'ajustement des profils d'émission des atomes avec deux gaussiennes.*

la moitié de cette distance de séparation des centres (Fig 4.12). Le rayon de l'anneau varie

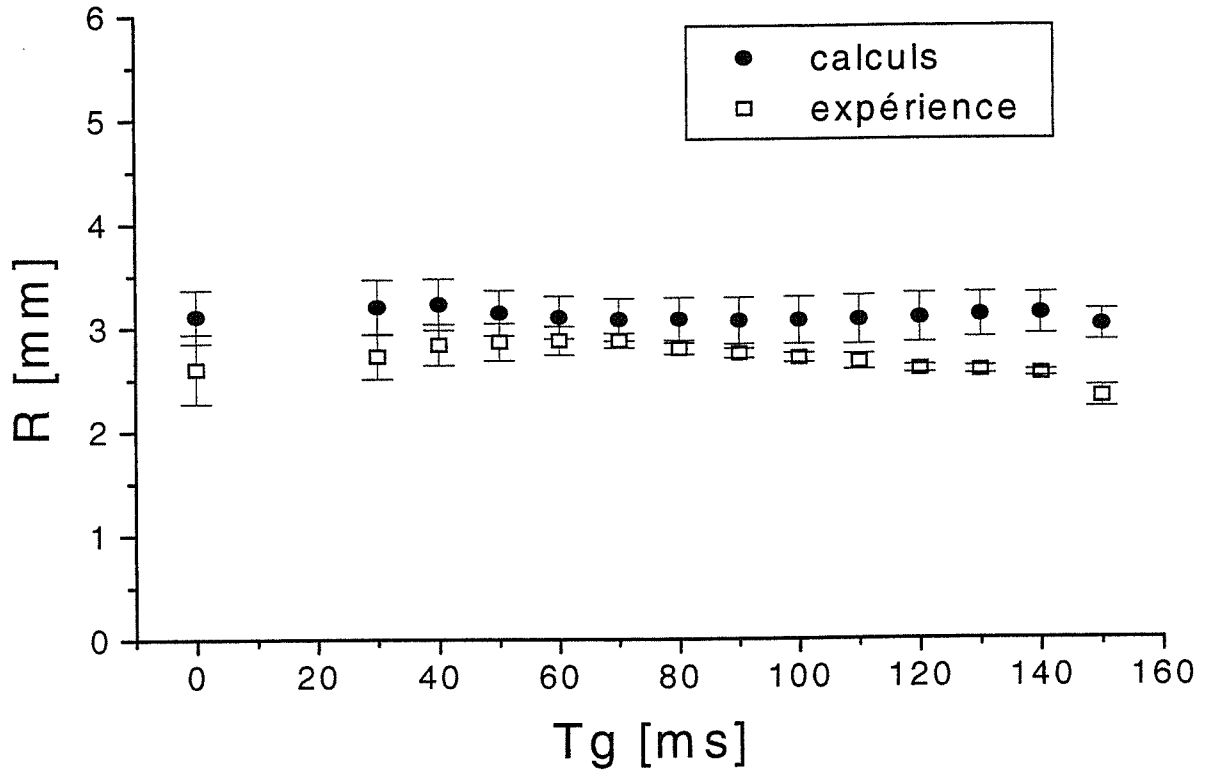
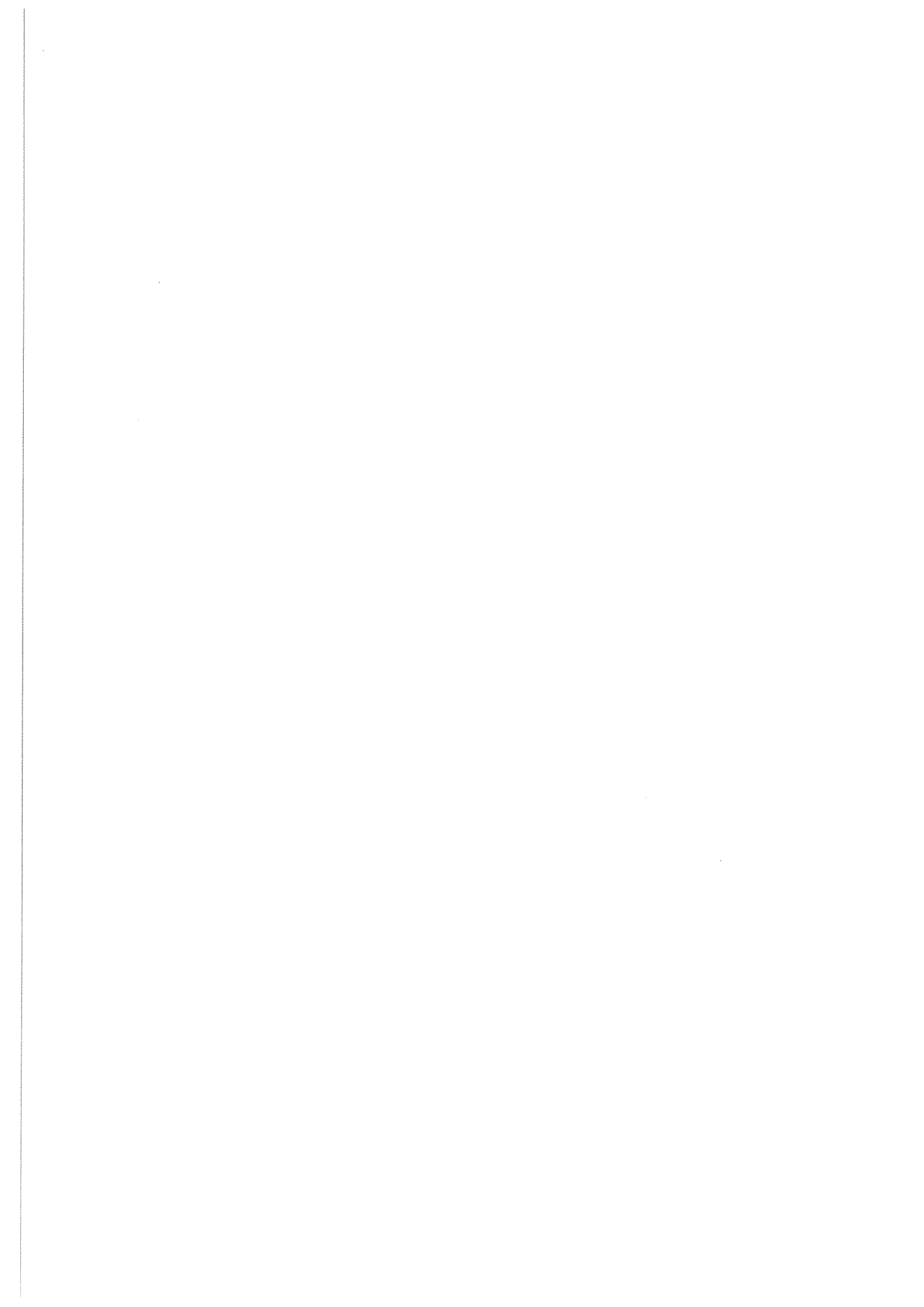


FIG. 4.12: Résultats de l'analyse des calculs numériques. Tracé du rayon des anneaux formés par les atomes initialement guidés pendant T_g dans un guide focalisé et après leur expansion balistique, en fonction du temps de guidage T_g . La taille du col du guide focalisé est égal à 0.14 mm et celle du nuage atomique est de 0.4 mm. Les calculs ont été réalisés avec un tirage de 40000 atomes de moment cinétique moyen $\frac{L_0}{m} = 6 \text{ mm}^2/\text{s}$ de largeur $\frac{L_m}{m} = 1 \text{ mm}^2/\text{s}$, à $10 \mu\text{K}$.

peu autour de 3 mm avec une fluctuation de 10 % comme dans les résultats expérimentaux (Fig 4.6a). La variation non monotone de la taille de l'anneau est due à la forme focalisé du guide et à la conservation du moment cinétique des atomes dans le guide. Les résultats sont en bon accord avec ceux de l'expérience et montre que le moment cinétique moyen $\frac{L_0}{m}$ des atomes dans la mélasse serait de l'ordre de quelques mm^2/s .

4.5 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre que l'utilisation d'un guide dipolaire à symétrie de révolution en régime pulsé et d'un nuage d'une mélasse optique de moment cinétique moyen non nul permet de générer une forme en anneau du nuage atomique. L'observation de cette structure annulaire à travers la distribution de la densité atomique suivant une direction transverse ou dans le plan transverse dépend fortement du choix de la séquence temporelle (temps de guidage et d'expansion balistique). Cette technique pourrait être utilisée pour charger un piège en anneau ou pour faire des dépôts d'atomes sur des surfaces selon une structure spécifique annulaire. Nous avons aussi montré que la distribution de la densité atomique après expansion balistique du nuage d'atomes guidés permet de mesurer le moment cinétique moyen des atomes de la mélasse optique. C'est une méthode qui pourrait donc permettre de mesurer de faibles valeurs de moment cinétique dans les pièges magnéto-optiques.



Chapitre 5

REALISATION D'UNE SEPARATRICE POUR ATOMES AVEC DEUX GUIDES DIPOLAIRES CROISES

Nous avons combiné deux guides similaires au guide dipolaire que j'ai décrit dans le chapitre 3, pour réaliser une séparatrice. En général la technique utilisée pour séparer de façon cohérente un faisceau d'atomes est le transfert d'impulsion. Le transfert se produit durant une interaction (résonante ou non) entre les atomes et la lumière laser. Les progrès considérables réalisés ces dix dernières années dans les techniques de refroidissement par laser permettant d'avoir une source d'atomes refroidis, ont contribué à l'essor de nouvelles techniques de séparation des atomes. A cause de la faible vitesse des atomes (typiquement d'environ 30 mm/s pour l'atome de rubidium), on peut créer expérimentalement des puits de potentiels du même ordre de grandeur que l'énergie cinétique des atomes. La combinaison de deux guides magnétiques a permis de séparer un nuage atomique. En utilisant deux guides magnétiques créés par un fil de taille micrométrique (10 μm) en forme de la lettre Y inversé, symétrique et parcouru par du courant, un grand angle de séparation du nuage

atomique d'environ 0.26 radian a été obtenu [16] [30]. La séparatrice utilise l'interaction entre un atome neutre de moment magnétique non nul et le champ magnétique généré par le fil parcouru par du courant. Un nuage d'atomes de lithium initialement refroidis par laser, a été transféré dans la partie centrale du fil (partie commune de ses deux bras), puis séparé en deux à la sortie dans l'un ou l'autre des bras du fil tout en restant guidés. L'efficacité de cette séparatrice est contrôlée par l'intensité du courant qui circule dans chaque bras du fil. Toutefois une efficacité de transfert de 50 % dans chacun des guides de sortie n'arrive que pour des courants différents dans les bras. En effet un champ magnétique additionnel est placé dans la direction de la partie centrale du fil pour éviter que les atomes ne fassent une transition de Majorana et soient perdus lors de leur transfert à l'entrée du guide. Ce champ introduit une différence de profondeur des puits de potentiel à la sortie des guides qui doit être compensée avec des courants différents dans les bras. Cette méthode est limitée aux niveaux atomiques de moment magnétique non nul et ne peut pas s'appliquer à toutes les espèces atomiques.

L'interaction magnétique a également été utilisée récemment pour séparer un nuage d'atomes froids après un rebond sur un réflecteur magnétique concave et ondulé [74].

La méthode que nous avons développée, pour séparer un nuage atomique utilise la force dipolaire créée par des faisceaux laser. Basée sur l'interaction dipolaire, la séparatrice est applicable à toutes les espèces atomiques polarisables [41]. Elle est réalisée avec deux guides dipolaires croisés. L'un est aligné suivant la direction verticale et guide les atomes dès leur sortie du piège. L'autre, aligné le long d'une direction oblique qui fait un angle de 0.12 radian avec la verticale, croise le guide vertical à environ 4 mm en dessous du centre de la position de la mélasse. Le guide oblique est soudainement allumé lorsque les atomes guidés dans le guide vertical arrivent dans la région d'intersection des deux guides. En combinant les effets de la séparation et du guidage, on génère ainsi deux faisceaux d'atomes collimatés. On obtient une grande efficacité de couplage des atomes dans le guide oblique et une grande distance de séparation des deux nuages d'atomes qui atteint le millimètre sur une distance d'environ 1 cm. C'est une séparatrice qui devrait permettre de faire un interféromètre de petite taille et de grande aire. De plus, elle offre la

possibilité de réarranger les faisceaux laser qui servent à faire les guides depuis l'extérieur de la chambre à vide et donc de modifier les caractéristiques de la séparatrice.

Avant de présenter l'expérience, nous allons analyser d'abord l'aspect théorique de l'effet du couplage de deux guides dipolaires croisés créés par des faisceaux laser de mode TEM_{00} , sur le mouvement des atomes. Cette étude est réalisée dans le cadre de l'approximation harmonique du potentiel de chaque guide. Les faisceaux lasers qui servent à faire les guides sont supposés être de formes parallèles (de taille constante le long de leur axe) et les champs ont des polarisations perpendiculaires. Ce dernier point supprime tout effet d'interférence et implique la présence d'un seul puits de potentiel au point de croisement des faisceaux laser. Nous présenterons ensuite l'expérience, puis les résultats expérimentaux. Enfin nous donnerons les résultats des calculs et les comparerons à l'expérience. On s'intéressera à l'influence du temps d'allumage du guide oblique sur l'efficacité de la séparatrice. On verra que pour une séquence temporelle bien choisie, on peut supprimer l'effet de l'allumage soudain sur le nuage atomique.

5.1 Modèle classique de la séparatrice dans l'approximation dipolaire

On se propose dans cette section de décrire le potentiel créé par deux guides dipolaires croisés parallèles, créés par des faisceaux laser de mode TEM_{00} , et d'analyser l'effet de ce potentiel sur le mouvement des atomes au point d'intersection des guides. On considère la configuration suivante des guides : l'un est dirigé selon la direction verticale et l'autre selon une direction oblique. Les guides se croisent avec un angle α et à une distance z_0 en dessous de la position initiale du centre d'un nuage d'atomes froids (Fig 5.2). Les atomes sont guidés initialement par le guide vertical pour atteindre la région de croisement des deux guides. Puis dans l'hypothèse de l'harmonicité du potentiel créé par chacun des guides, on analysera le couplage des deux guides au niveau de leur point de croisement.

5.1.1 Expression du potentiel dipolaire créé par deux guides dipolaires

On définit d'abord deux repères (x, y, z) et (x_1, y_1, z_1) (Fig 5.1) tel que :

$$x_1 = -(z - z_0) \sin \alpha + x \cos \alpha \quad (5.1)$$

$$y_1 = y$$

$$z_1 = (z - z_0) \cos \alpha + x \sin \alpha$$

où z_0 et α sont respectivement la translation suivant l'axe Oz et l'angle de rotation du repère (x_1, y_1, z_1) par rapport au repère initial (x, y, z) .

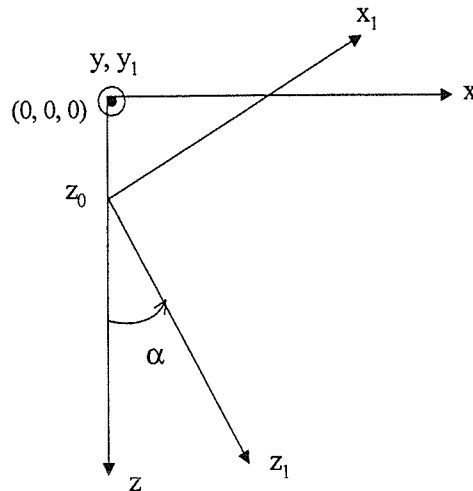


FIG. 5.1: Schéma de deux repères (x, y, z) et (x_1, y_1, z_1) translats l'un par rapport à l'autre de z_0 selon l'axe vertical. Le repère (x_1, y_1, z_1) est tourné d'un angle α par rapport au repère (x, y, z) .

On reprend l'expression du potentiel (2.31) créé par un guide parallèle en coordonnées cartésiennes :

$$U_{dip}(x, y) = U_o \cdot \left(1 - \exp\left(-2 \frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \right) \quad (5.2)$$

où $U_o > 0$ son amplitude et w sa taille sont des constantes. Le potentiel créé par deux

guides dipolaires croisés de polarisation perpendiculaire est égal à la somme des potentiels créés par chacun des guides.

Si on suppose que le guide vertical est dans le repère (x, y, z) avec son axe dirigé selon l'axe $0z$, et que le guide oblique se trouve dans le repère (x_1, y_1, z_1) tel que son axe est selon la direction $0z_1$, alors l'expression du potentiel résultant s'écrit :

$$U_{dip}(x, x_1, y, y_1) = U_v \cdot \left(1 - \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{w_v^2}\right) \right) + U_o \cdot \left(1 - \exp\left(-2\frac{x_1^2 + y_1^2}{w_o^2}\right) \right) \quad (5.3)$$

où $U_v > 0$ et w_v sont respectivement l'amplitude et la taille du potentiel créé par le guide vertical, et $|U_o|$ et w_o sont respectivement l'amplitude et la taille du potentiel créé par le guide oblique. L'expression du potentiel dans le repère (x, y, z) s'écrit donc :

$$U_{dip}(x, y, z) = U_v \left(1 - \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{w_v^2}\right) \right) + U_o \left(1 - \exp\left(-2\frac{(-(z - z_0) \sin \alpha + x \cos \alpha)^2 + y^2}{w_o^2}\right) \right) \quad (5.4)$$

où α est l'angle entre les deux guides et z_0 représente la position du point d'intersection des deux guides par rapport à la position du centre de la mélasse pris comme origine de l'axe vertical $0z$ dirigé vers le bas (Fig 5.1). Contrairement au guide dipolaire parallèle seul qui couple les mouvements des atomes dans deux directions de l'espace (dans le plan perpendiculaire à son axe), l'analyse de l'expression du potentiel (5.4) montre que le croisement de deux guides parallèles couplent les mouvements des atomes dans les trois directions de l'espace.

5.1.2 Approximation harmonique : analyse du couplage

Le but de ce paragraphe est de déterminer à travers les équations du mouvement des atomes, les paramètres qui déterminent le couplage des deux guides et de les analyser. On se met pour cela au fond du puits des potentiels sous la condition de l'harmonicité du potentiel qui s'écrit :

$$U_{dip}(x, y, z) = \frac{1}{2}M\omega_v^2(x^2 + y^2) + \frac{1}{2}M\omega_o^2((-(z - z_0) \sin \alpha + x \cos \alpha)^2 + y^2). \quad (5.5)$$

où $\omega_v = \frac{2}{w_v} \sqrt{\frac{U_v}{M}}$ est la pulsation des atomes dans le guide vertical et $\omega_o = \frac{2}{w_o} \sqrt{\frac{U_o}{M}}$ celle des atomes dans le guide oblique, avec M la masse de l'atome. L'expression du potentiel montre qu'il existe un couplage des mouvements dans les directions 0x et 0z. Ces mouvements sont découplés du mouvement dans la direction 0y. Le couplage se fait donc dans le plan x0z. Pour trouver le terme de couplage, on écrit les équations du mouvement d'un atome plongé dans ce potentiel. Il est soumis dans les trois directions de l'espace aux composantes F_x , F_y et F_z de la force dipolaire qui dérive du potentiel,

$$\begin{aligned} F_x &= -M\omega_v^2 x - M\omega_o^2 \cos \alpha \cdot (-(z - z_0) \sin \alpha + x \cos \alpha) \\ F_y &= -M(\omega_v^2 + \omega_o^2) \cdot y \\ F_z &= Mg + M\omega_o^2 \sin \alpha \cdot (-(z - z_0) \sin \alpha + x \cos \alpha) \end{aligned} \quad (5.6)$$

et à la force de gravité $\vec{F}_g = mg \vec{e}_z$. Le mouvement de l'atome est décrit par le système d'équations suivant :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x}{dt^2} &= -(\omega_o^2 \cos^2 \alpha + \omega_v^2) x + \frac{1}{2} \omega_o^2 \sin 2\alpha \cdot (z - z_0) \\ \frac{d^2 y}{dt^2} &= -(\omega_v^2 + \omega_o^2) \cdot y \\ \frac{d^2 z}{dt^2} &= -\omega_o^2 \sin^2 \alpha \cdot (z - z_0) + \frac{1}{2} x \omega_o^2 \sin 2\alpha + g. \end{aligned} \quad (5.7)$$

On peut écrire ces équations sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dt^2} X + \Omega_x^2 X - K^2 Z &= 0 \\ \frac{d^2}{dt^2} Y + \Omega_y^2 Y &= 0 \\ \frac{d^2}{dt^2} Z + \Omega_z^2 Z - K^2 X &= g \end{aligned} \quad (5.8)$$

où $X = x$, $Y = y$, $Z = z - z_0$ et

$$\begin{aligned} \Omega_x^2 &= \omega_o^2 \cos^2 \alpha + \omega_v^2 \\ \Omega_y^2 &= \omega_o^2 + \omega_v^2 \\ \Omega_z^2 &= \omega_o^2 \sin^2 \alpha \\ K^2 &= \frac{1}{2} \omega_o^2 \sin 2\alpha. \end{aligned} \quad (5.9)$$

Ω_x , Ω_y et Ω_z sont respectivement les pulsations de l'atome suivant les axes $0x$, $0y$ et $0z$. Le paramètre K apparaît comme le terme de couplage du mouvement de l'atome dans les directions $0x$ et $0z$. On trouve un système d'équations différentielles couplées du second ordre. On obtient clairement que le mouvement de l'atome dans la direction $0y$ est découplé des autres mouvements dans le plan $x0z$. Le terme de couplage K dépend de l'angle que fait le guide oblique avec le guide vertical et de l'amplitude du potentiel créé par le guide oblique via la fréquence d'oscillation $\frac{\omega_o}{2\pi}$ des atomes dans ce dernier. Le contrôle du couplage se fait donc par rapport à ces deux paramètres. La présence du couplage via le guide oblique crée aussi un mouvement oscillant des atomes dans la direction verticale.

L'effet du couplage au point d'intersection des guides peut se comprendre qualitativement à partir de l'analyse des fréquences (Ω_x, Ω_z) du mouvement oscillant des atomes dans le plan $x0z$. On peut en effet exprimer la pulsation Ω_x des atomes selon la direction transverse $0x$ en fonction du terme de couplage K :

$$\Omega_x = \sqrt{K^2 \cotan(\alpha) + \omega_y^2} \quad (5.10)$$

Il apparaît que Ω_x augmente avec le couplage et la pulsation ω_y des atomes dans le guide vertical seul. En effet, le passage des atomes du guide vertical dans le guide oblique est assez probable lorsqu'ils oscillent au moins une fois (une période complète d'oscillation) dans la région d'intersection des deux guides. Par ailleurs la probabilité de transfert dans le guide oblique sera d'autant plus importante que les atomes passent beaucoup de temps dans cette région. Si on suppose que la vitesse verticale des atomes à l'entrée de la zone d'intersection (v_{int}) des guides est nulle et que $\Omega_x \gg \Omega_z$, on s'attendrait à un fort couplage.

Néanmoins à cause de la gravité, la vitesse verticale des atomes à l'entrée de la zone d'intersection des guides ($v_{int} \simeq \sqrt{2gz_0}$) n'est pas nulle. Il est donc également important de tenir compte de l'effet de la gravité. L'énergie potentielle de gravité des atomes convertie progressivement en énergie cinétique doit être telle que la vitesse suivant l'axe $0z$ des atomes au point d'intersection des guides permette un long temps d'interaction des atomes avec les faisceaux laser. La période des oscillations des atomes suivant l'axe $0x$ ($T_x = \frac{2\pi}{\Omega_x}$)

doit être inférieure ou de l'ordre de grandeur du temps de passage T_{int} de l'atome dans cette région. On s'aperçoit donc que même si le couplage introduit par le guide oblique est important, son efficacité peut être limitée par la distance entre la position du centre de la mélasse et du point de croisement des guides à cause de la gravité. C'est une séparatrice qui est par conséquent sensible à l'effet de la gravité. Nous y reviendrons dans les calculs numériques.

Les données expérimentales sont les suivantes : $U_v = 30 \mu K$, $w_v = 0.2 \text{ mm}$, $U_0 = 10 \mu K$, $w_0 = 0.3 \text{ mm}$, $z_0 = 4 \text{ mm}$ et $\alpha = 0.12 \text{ rad}$ donnent $K = 61 \text{ rad/s}$, $\Omega_x = 347 \text{ rad/s}$, $\Omega_z = 21 \text{ rad/s}$, $T_{int} \simeq 17 \text{ ms}$, $T_x \simeq 18 \text{ ms}$, et vérifient la relation $\Omega_x \gg \Omega_z$ et $T_{int} \simeq T_x$.

5.2 Expérience

L'expérience de la séparatrice utilise une partie importante des acquis de l'expérience du guide dipolaire décrite au chapitre 3. Nous avons modifié la configuration des faisceaux du laser Nd :YAG pour obtenir la configuration que nous allons décrire maintenant. L'expérience consiste à faire croiser deux guides dipolaires en dessous du centre d'une mélasse optique (Fig 5.2). Chaque guide est au mieux un tube parallèle. L'un est dirigé suivant la verticale et l'autre selon une direction oblique faisant un angle α de 0.12 radian avec la verticale. Le guide vertical est réalisé avec un laser Nd :YAG de puissance 14 W. La taille de son col est de 0.2 mm (rayon à $1/e^2$) ce qui correspond à une zone de Rayleigh d'environ 100 mm. Dans la région d'étude de la séparatrice, qui est longue de 10 mm, la taille du faisceau varie seulement de 5 %. Le guide peut donc être considéré comme étant parallèle. Avec ces données, on crée un puits de potentiel de profondeur $U_v = 30 \mu K$, constante suivant la direction verticale. Le faisceau laser qui sert à faire le guide vertical est réutilisé pour faire le guide oblique. Après la traversée des éléments d'optique, une puissance de 10 W est disponible. On procède de cette façon car nous ne disposons que d'un seul laser à Nd :YAG. Si on divisait le faisceau en deux, on diviserait la profondeur du puits par deux également, ce qui réduirait l'efficacité du guide et de la séparatrice. On façonne ensuite le faisceau oblique de manière à le rendre quasi-parallèle avec une taille de 0.3 mm soit

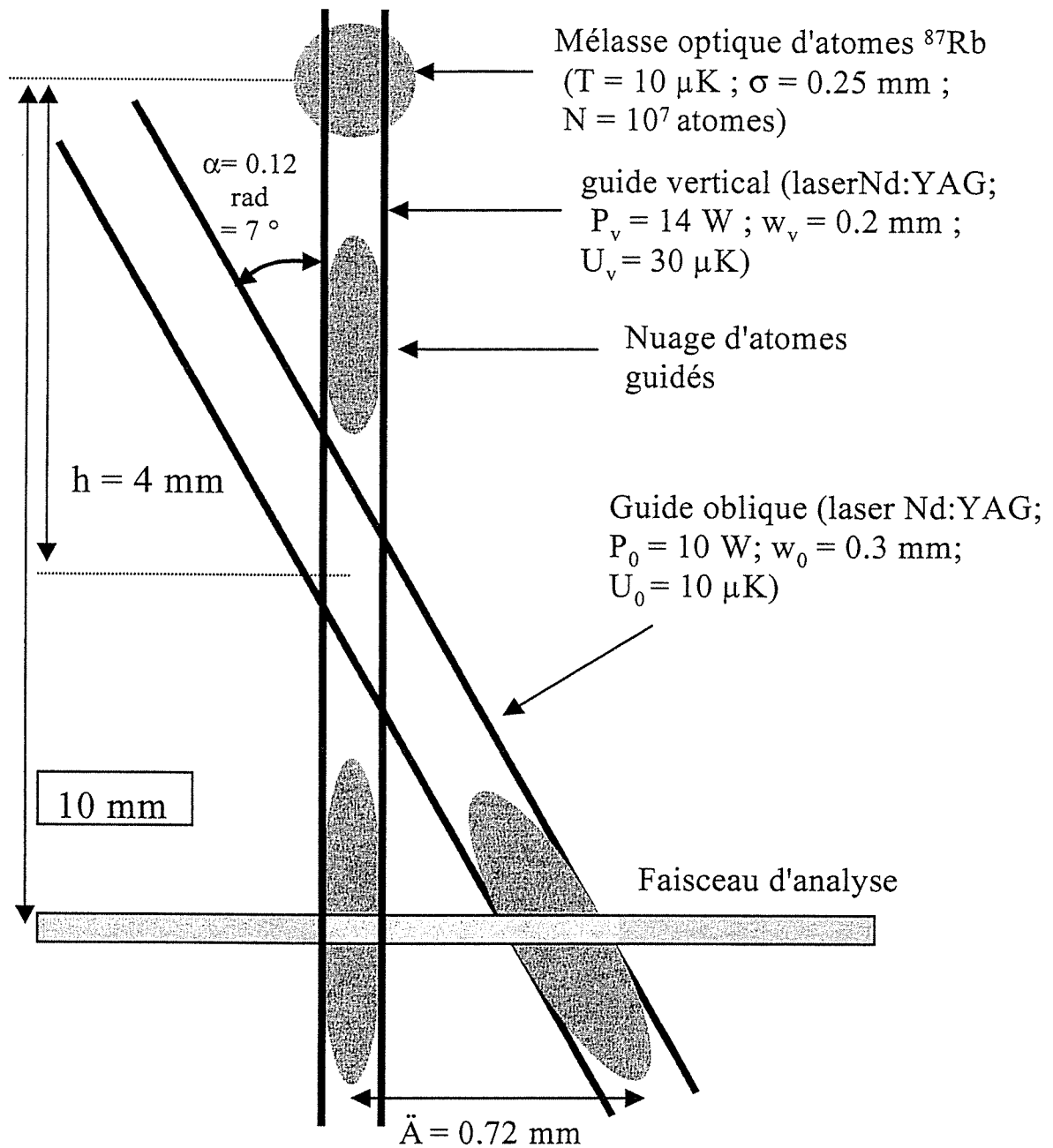


FIG. 5.2: Schéma expérimental de la séparatrice réalisée avec deux guides dipolaires croisés. Les guides se croisent à 4 mm en dessous de la mélasse optique. α est l'angle entre les deux guides et Δ est la distance de séparation des nuages à la sortie du points d'intersection des guides.

une zone de Rayleigh d'environ 230 mm. Ce faisceau représente le guide oblique. On crée ainsi un puits de potentiel de profondeur $U_o = 10 \mu\text{K}$, également constante le long de l'axe du guide oblique. Les polarisations des faisceaux laser servant à faire les guides sont perpendiculaires l'une par rapport à l'autre. Il n'y a donc pas de phénomène d'interférence au point de croisement des faisceaux. La position du point d'intersection des guides est contrôlée via la translation verticale d'un miroir muni de vis micrométriques, qui définit la direction du guide oblique.

La procédure expérimentale est la suivante. On piège et on refroidit initialement un nuage d'atomes ^{87}Rb par laser (voir paragraphe 3.1.1 du chapitre 3). On obtient à la fin du processus de refroidissement un nuage d'atomes froids contenant environ 10^7 atomes à une température de $10 \mu\text{K}$ et avec une taille de 0.5 mm. On branche ensuite le guide vertical et on éteint les lasers de piège. Les atomes se mettent donc à tomber sous l'effet de la gravité et une partie des atomes reste confinée à l'intérieur du guide vertical. On guide les atomes durant un temps T_g correspondant à une altitude de chute h des atomes dans le guide vertical. Puis soudainement on allume le guide oblique. Dans l'expérience, on allume le guide oblique lorsque les atomes atteignent le point d'intersection des deux guides situé à ~ 4 mm en dessous du centre de la mélasse ($T_g = 29 \text{ ms}$). Le nuage atomique se sépare alors en deux parties à la sortie de la région d'intersection des guides. L'une est guidée dans le guide vertical et l'autre est transférée dans le guide oblique et y est guidée. La séquence temporelle empêche les atomes de la mélasse optique d'être initialement capturés par le guide oblique au moment de l'arrêt des lasers de piège. Elle est réalisée avec un shutter mécanique qui a un temps d'ouverture de moins de $500 \mu\text{s}$ et qu'on place sur le trajet du guide oblique. La taille de la région d'intersection des guides est d'environ 5 mm et la vitesse de chute des atomes y est de l'ordre de 0.3 m/s . Le temps de passage des atomes au point de croisement des guides est alors de 18 ms et est de l'ordre de la période d'oscillation des atomes selon la direction Ox .

Le résultat de la séparation du nuage atomique est détectée à 10 mm en dessous de la position du centre de la mélasse avec la détection horizontale (voir paragraphe 3.1.3.2 du chapitre 3).

5.3 Résultats expérimentaux

Pour analyser l'effet de la séparatrice sur le nuage d'atomes guidés, on enregistre trois clichés du nuage atomique pour des valeurs fixées des paramètres expérimentaux. On fait d'abord un premier cliché sans guide, le deuxième avec le guide vertical seul, puis le troisième avec les deux guides. Pour faire apparaître clairement l'effet de la séparatrice, on fait des différences numériques entre les images. On soustrait numériquement le cliché enregistré en absence de guide, des deux clichés enregistrés avec le guide vertical seul et les deux guides. On obtient les images de la différence dans la figure 5.3 (a) avec le guide vertical seul et dans la figure 5.3 (b) en présence des deux guides. La figure 5.3 (b) met en

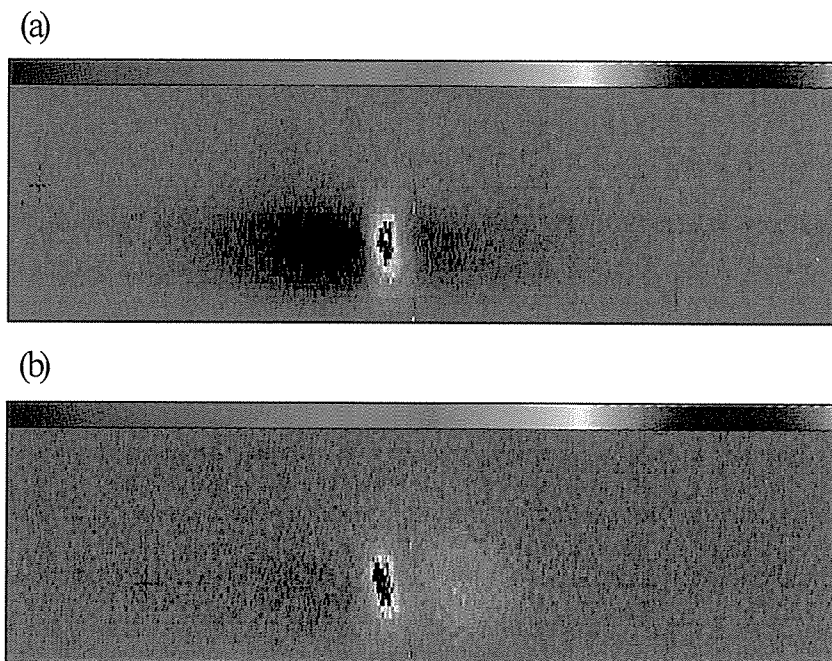


FIG. 5.3: Image de fluorescence du nuage d'atomes guidés dans le guide vertical (a) et du nuage d'atomes guidés à la sortie du point d'intersection des deux guides (b). La fluorescence des atomes non initialement guidés par le guide vertical a été soustraite de ces images.

évidence la séparation du nuage d'atomes initialement guidés dans le guide vertical. On mesure une distance de séparation (Δ) des deux nuages atomiques de l'ordre de 0.8 mm.

On rappelle que ces images représentent la fluorescence des atomes dans le guide et pas exactement la densité du nuage atomique. En effet comme nous l'avons vu au paragraphe 3.1.3.5 du chapitre 3, le déplacement lumineux introduit par la présence des guides lors de la détection modifie un peu le taux de fluorescence des atomes localisés dans les guides. Les atomes au centre des guides émettent moins de photons que ceux qui sont sur les bords. Néanmoins dans la configuration de la séparatrice, le déplacement lumineux est faible et peut être négligé. En effet on trouve une amplitude du déplacement lumineux δ_0 de 0.1Γ dans le guide vertical et une amplitude du déplacement lumineux de 0.035Γ dans le guide oblique.

5.3.1 Mesure de l'efficacité de la séparatrice

Pour mesurer l'efficacité de la séparatrice, il nous faut connaître le nombre d'atomes guidés dans le guide vertical et dans le guide oblique à la sortie de la région d'intersection des deux guides. La comparaison du nombre d'atomes guidés dans le guide vertical seul et dans les deux guides nous permet de caractériser la séparatrice.

Pour ce faire on trace les profils d'émission des atomes dans la direction transversale (direction perpendiculaire à l'axe de chute des atomes), à partir des clichés des figures 5.3 (a) et 5.3 (b), en intégrant sur 10 lignes, les images à partir de leur centre. La figure 5.4 présente ces profils. La contribution des atomes non guidés de la mélasse optique n'y apparaît pas car elle est soustraite ainsi que celle des atomes non piégés de la cellule lorsqu'on effectue les différences numériques des images. Seuls sont représentés les atomes guidés. Les figures 5.4 (a) et 5.4(b) représentent respectivement le profil d'émission des atomes guidés avec le guide vertical seul et celui des atomes guidés à la sortie des deux guides. Le signal de la figure 5.4 (c) est obtenu en faisant la différence numérique du signal de la figure 5.4 (b) par celui de la figure 5.4 (a). Le résultat montre que les atomes transférés dans le guide oblique sont ceux qui manquent effectivement dans le guide vertical à la sortie de la zone d'intersection des guides. En effet l'aire du profil creux (gaussienne renversée) qui représente les atomes manquant dans le guide vertical à la sortie du point

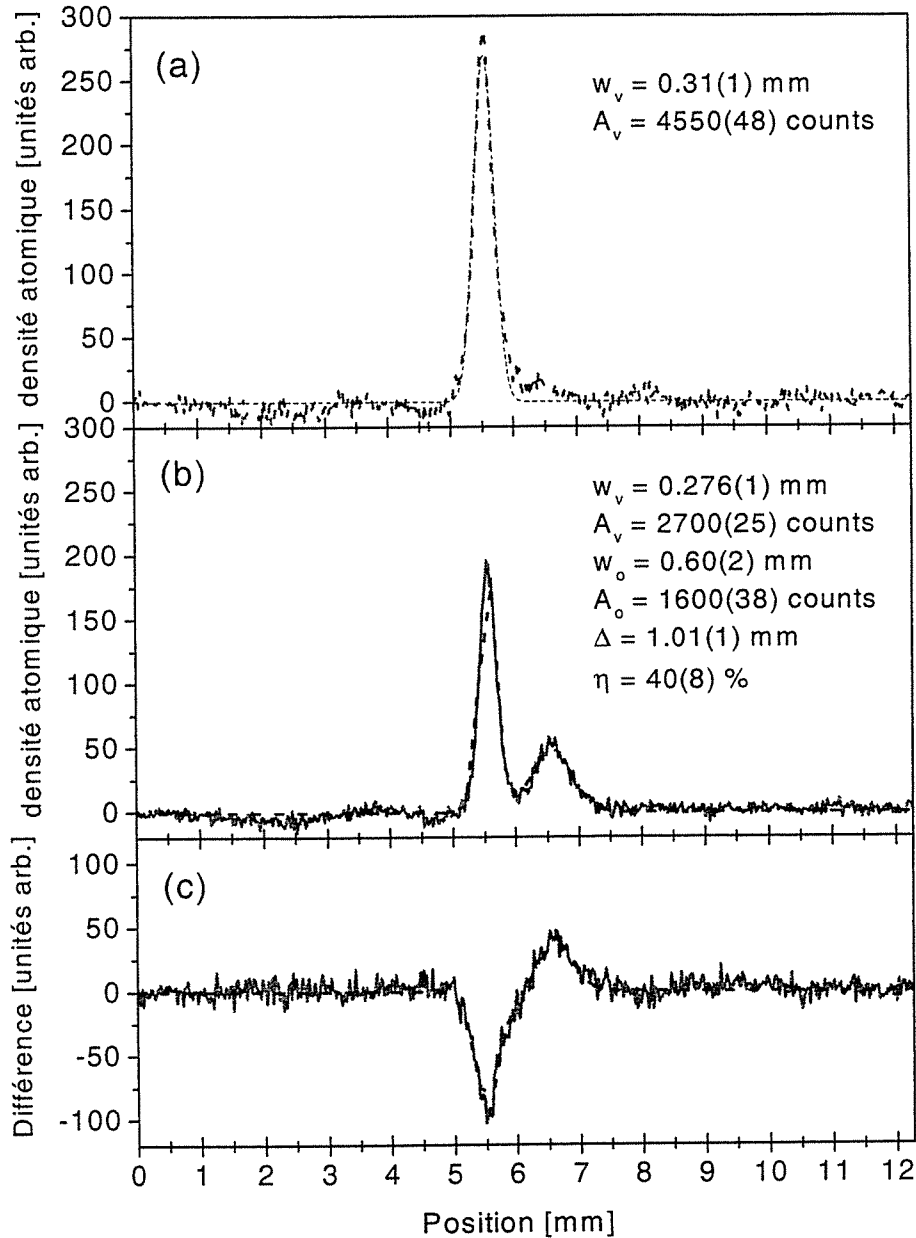


FIG. 5.4: Profil d'émission des atomes (courbes continues) dans le guide vertical (a) et dans les deux guides pour un temps d'allumage du guide oblique et de guidage des atomes dans le guide vertical de 29 ms (b). Le signal des atomes non guidés a été soustrait des figures. La figure (c) est la différence de la figure (b) par la figure (a). Les courbes en tiret sont des courbes d'ajustement qui utilisent des fonctions gaussiennes. A_v et A_o sont les aires des profils, w_v et w_o sont leurs rayons à $1/e^2$ obtenus par ajustement numérique des courbes. Les indices v et o se rapportent respectivement au guide vertical et au guide oblique. Δ est la distance de séparation des pics, et η représente l'efficacité de transfert dans le guide oblique des atomes guidés dans le guide vertical.

de croisement des deux guides, est égale à 20 % près l'aire du pic qui représente les atomes transférés dans le guide oblique. Les atomes couplés dans le guide oblique sont seulement ceux qui ont été initialement guidés dans le guide vertical. On réalise donc une vraie séparatrice. Comme en optique classique on part initialement d'un faisceau lumineux bien défini et qui se sépare en deux faisceaux à la traversée de la séparatrice.

On mesure l'efficacité de la séparatrice par l'analyse avec deux fonctions gaussiennes du profil d'émission des atomes de la figure 5.4 (b). Les aires des pics, A_v pour le guide vertical et A_0 pour le guide oblique sont obtenues par cette analyse. On déduit alors l'efficacité de la séparatrice définie par $\eta = \frac{A_0}{A_0 + A_v}$, qui vaut environ 40 %. On transfère donc efficacement les atomes du guide vertical dans le guide oblique. On mesure également la distance Δ entre les deux nuages atomiques séparés de $\sim 1 \text{ mm}$. Cette distance est plus grande que la largeur de chaque nuage et montre une vraie séparation des nuages. C'est une propriété très importante de la séparatrice dans la réalisation d'un interféromètre à atomes de grande aire et de petite taille, et aussi pour l'utilisation de l'un de ses bras pour observer les franges interférences.

5.3.2 Efficacité de la séparatrice en fonction de la position du point d'intersection des deux guides dipolaires

L'efficacité de la séparatrice dépend de plusieurs paramètres que l'on pourrait changer pour l'étudier. Ces paramètres sont la profondeur du puits de potentiel créé par le guide oblique, l'angle α entre les deux guides, la position z_0 de leur point d'intersection, et l'instant d'allumage du guide oblique. Nous avons choisi de faire varier le point d'intersection des deux guides parce que c'est un paramètre important et qu'il est simple à modifier expérimentalement. Nous avons donc réalisé expérimentalement la mesure de l'efficacité de la séparatrice en fonction de la position du point d'intersection des deux guides le long de l'axe vertical Oz . Dans cette étude, on fixe le temps de guidage initial T_g des atomes de la mélasse dans le guide vertical à 29 ms et l'angle α entre les deux guides à 0.12 radian . On fait varier ensuite la position du point de croisement des guides par rapport à la position

du centre de la mélasse optique qui est aussi fixée. Après le temps de guidage des atomes de 29 ms correspondant à une chute des atomes de 4 mm , on allume soudainement le guide oblique. On enregistre pour chaque position du point de croisement des guides, la densité atomique à 10 mm en dessous de la position de la mélasse. Le point d'intersection des guides est évalué par la translation du miroir et est exactement calculé à partir de la mesure de la distance entre les nuages détectés et l'angle α entre les guides (Fig 5.5).

L'évolution du couplage des atomes du guide vertical dans le guide oblique est montrée

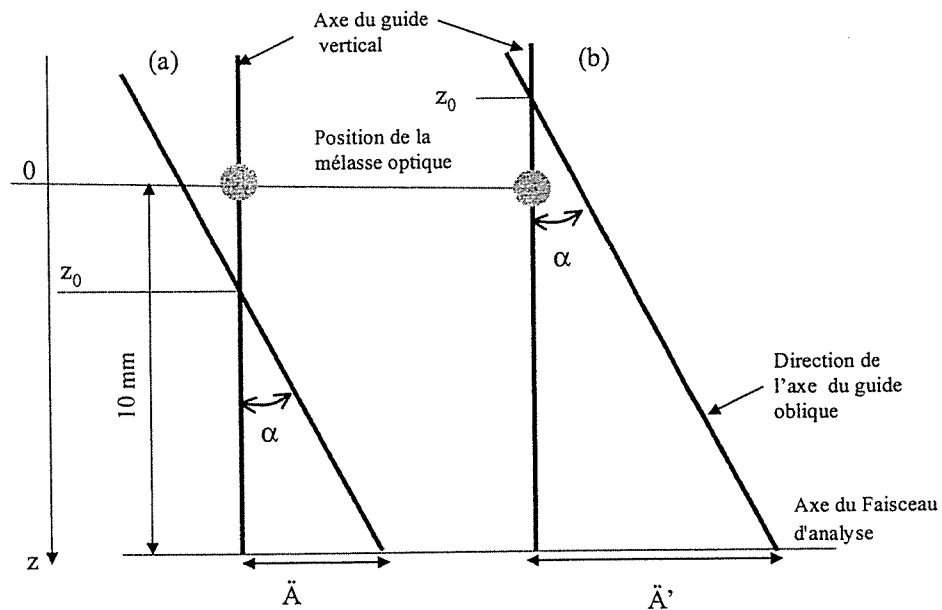


FIG. 5.5: Schéma géométrique de détermination de la position z_0 du point de croisement des guides par rapport à la position de la mélasse optique. Les guides peuvent se croiser en dessous ($z_0 > 0$) (a) ou au-dessus ($z_0 < 0$) (b) de la mélasse optique. Δ et Δ' sont les distances de séparation des deux nuages au niveau du faisceau du faisceau d'analyse.

dans la figure 5.6 pour une variation de la position du point d'intersection des guides sur une distance de 20 mm . On a soustrait des profils d'émission, l'émission des atomes non guidés initialement dans le guide vertical. Les profils d'émission des atomes dans le guide vertical et des atomes transférés dans le guide oblique sont bien séparés l'un par rapport à l'autre dans les figures 5.6 (b) à 5.6 (f). On analyse ces profils par des ajustements

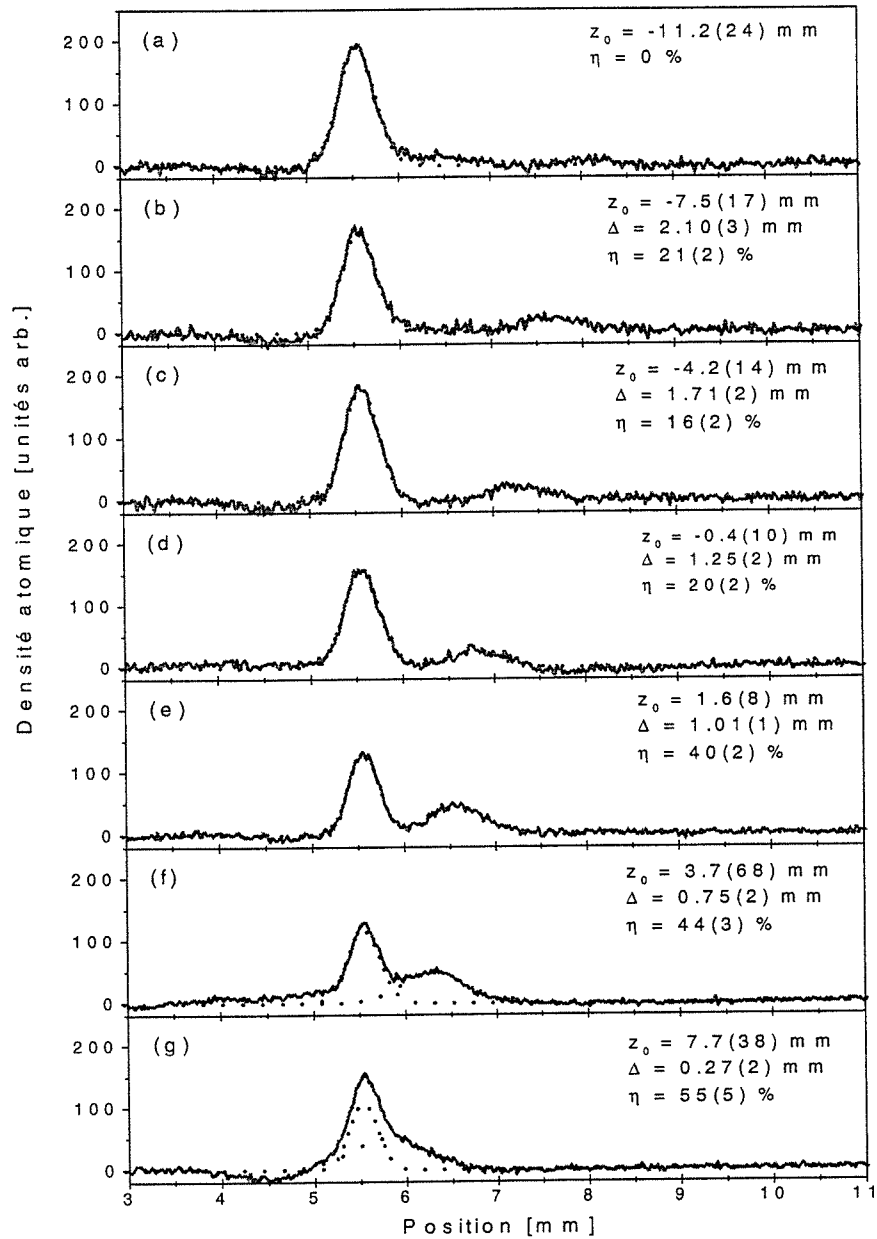


FIG. 5.6: Profil transverse de densité atomique (courbes continues) pour différentes altitudes de l'intersection z_0 des deux guides par rapport à la position de la mélasse prise à l'origine de l'axe z . Le signal des atomes non guidés a été soustrait. Les courbes en tiret sont les courbes ajustées utilisant deux fonctions gaussiennes. Δ est la distance de séparation des pics, et η représente l'efficacité de transfert dans le guide oblique des atomes guidés dans le guide vertical.

utilisant deux fonctions gaussiennes. On trouve que l'efficacité maximum de $\eta = 44\%$ est obtenue pour une position du point de croisement des atomes localisée à 4 mm en dessous de la mélasse. Cette position correspond à celle des atomes guidés après 29 ms. Le maximum d'efficacité de transfert des atomes dans le guide oblique a donc lieu lorsque le point de croisement des guides coïncide avec le centre du nuage d'atomes guidés, au moment de l'allumage du guide oblique. Si on croise les guides au-dessus du centre du nuage guidé, le recouvrement du nuage par la zone d'intersection des guides (environ 5 mm) n'est pas totale et l'efficacité du couplage des atomes dans le guide oblique n'est pas maximum.

Dans la figure 5.6 (g) la zone d'intersection des guides et la région de détection des atomes se recouvrent (Fig 5.7). Les atomes dans le guide vertical ne sont pas séparés de ceux transférés dans le guide oblique. Ce résultat ne permet pas alors de mesurer correctement l'efficacité de la lame séparatrice, mais donne la densité atomique à l'intersection des guides. L'analyse du profil d'émission avec deux fonctions gaussiennes entraîne une augmentation de l'efficacité de la lame séparatrice. On mesure une efficacité de 56 % qui est supérieure à l'efficacité maximum mesurée dans les cas où les deux distributions de densité sont bien séparées l'une de l'autre.

La figure 5.6 (e) correspond à un point d'intersection des guides localisée à environ 2 mm en dessous de la position du centre de la mélasse optique et donne une grande efficacité de la séparatrice d'environ 40 % avec une distance de séparation macroscopique des nuages d'environ 1 mm. Pourtant après le temps de guidage de 29 ms, le centre du nuage atomique se situe à 4 mm sous le piège. La position du point d'intersection des guides ne coïncident donc pas avec le centre du nuage atomique guidé dans le guide vertical au moment de l'allumage du guide oblique. Ce résultat montre que, même si le recouvrement des deux guides n'est pas maximum à la position du centre du nuage guidé initialement dans le guide vertical, un transfert efficace des atomes dans le guide oblique peut néanmoins se produire.

Il est aussi intéressant de noter que la position du croisement des guides très au-dessus de la position du nuage guidé après 29 ms, représenté par un faible recouvrement des

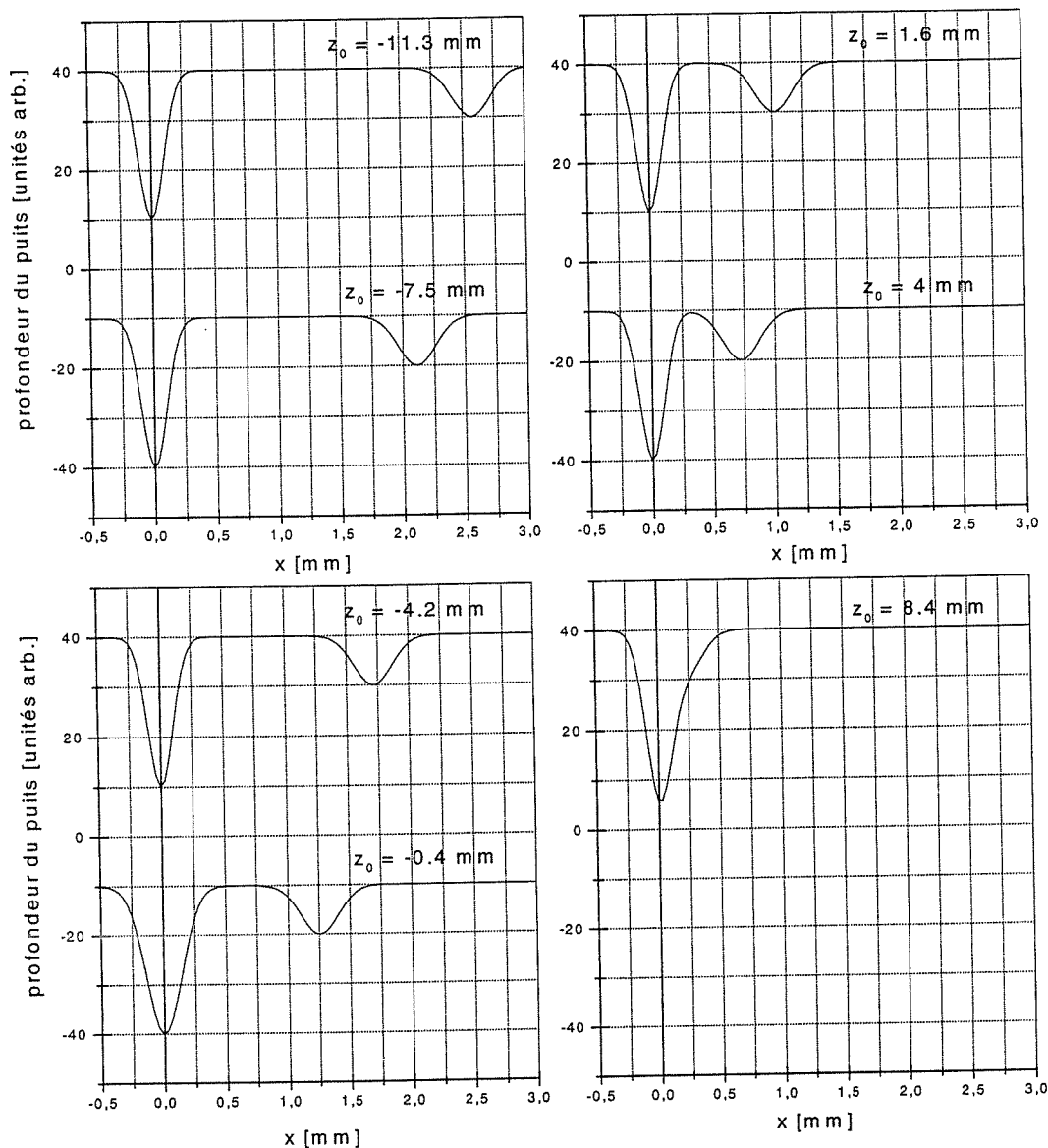


FIG. 5.7: Coupe transverse du puits de potentiel créé par les deux guides au niveau de la position du faisceau d'analyse ($z = 10$ mm) pour différentes positions z_0 du point d'intersection des guides ($U_v = 30 \mu k$, $w_v = 0.2$ mm, $U_0 = 10 \mu k$, $w_0 = 0.3$ mm). La droite verticale continue ($x = 0$) correspond à la position du guide vertical.

guides à la position du centre du nuage guidés dans le guide vertical, peut conduire à un transfert non négligeable des atomes dans le guide oblique (Fig 5.6 (d)). Dans ce cas, les atomes sont soumis au moment du couplage à un double puits de potentiel qui résulte de la somme de deux puits gaussiens (Fig 5.8 (d)). Avec une telle forme de potentiel, le couplage peut se produire et être efficace même si la distance de séparation des minima des deux puits de potentiel est plus grande que leur largeur respective.

Dans la figure 5.6 (a) les atomes guidés ne sont soumis qu'au guide vertical du fait de la grande distance de séparation des minima des deux puits de potentiel (Fig 5.8 (a)), et ne peuvent passer par conséquent dans le guide oblique. L'efficacité de transfert est logiquement nulle.

Le couplage observé dans les figures 5.6 (b) et 5.6 (c) ne pourrait provenir des atomes initialement guidés dans le guide vertical car les puits de potentiel créés par les guides ne se recouvrent pas (Fig 5.8 (b)), 5.8 (c)). Les puits sont bien séparés l'un de l'autre et n'interagissent pas. Les atomes guidés dans le guide vertical initialement ne peuvent pas donc passer dans le guide oblique. Par conséquent je pense que les atomes couplés dans le guide oblique dans les figures 5.6 (b) et 5.6 (c) proviendraient essentiellement des atomes de la mélasse qui n'auraient pas été initialement guidés dans le guide vertical.

5.4 Résultats numériques : effet du temps d'allumage sur l'efficacité de la séparatrice

Afin d'affiner l'expérience et d'optimiser l'efficacité de la séparatrice, nous avons fait une étude numérique de l'influence du temps d'allumage sur l'efficacité de la séparatrice. Dans cette étude on maintient constants tous les paramètres expérimentaux exceptés le temps d'allumage du guide oblique et la position z_0 du point d'intersection des deux guides par rapport à la position du centre de la mélasse optique.

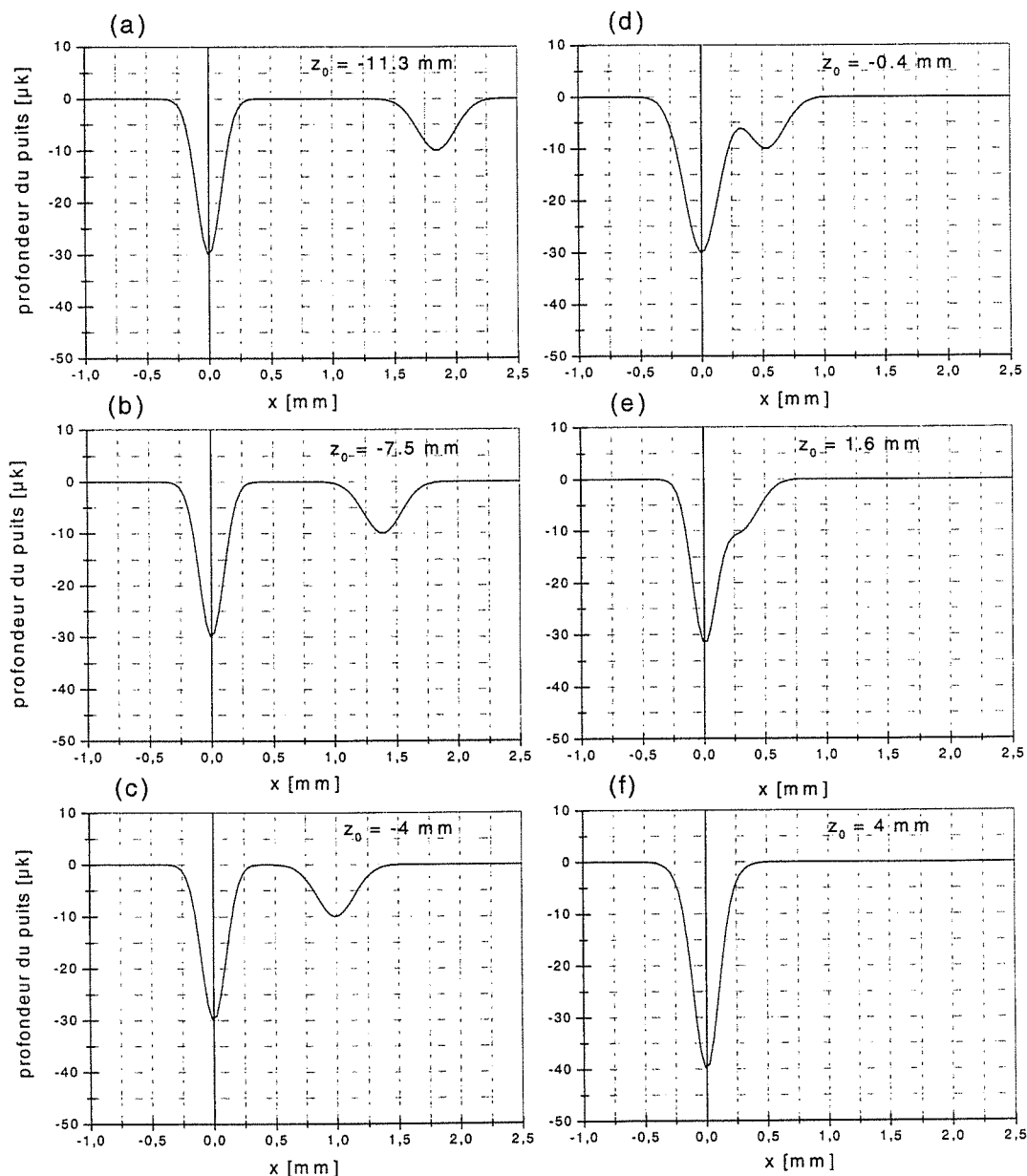


FIG. 5.8: Coupe transverse du puits de potentiel créé par les deux guides à l'altitude $z = 4 \text{ mm}$ correspondant à la position de chute des atomes guidés pendant 29 ms ($U_v = 30 \mu\text{k}$, $w_v = 0.2 \text{ mm}$, $U_0 = 10 \mu\text{k}$, $w_0 = 0.3 \text{ mm}$). Chaque coupe correspond à une positions z_0 du point d'intersection des guides. La droite verticale continue ($x = 0$) correspond à la position du guide vertical.

5.4.1 Modèle numérique

Le modèle de simulation consiste à prendre deux guides de même caractéristiques soit une profondeur de puits de $30 \mu\text{K}$ et une taille de 0.2 mm . L'angle α que font les deux guides est fixé à 0.12 radian . Le terme de couplage K est donc d'environ 185 rad/s et la période des oscillations T_x dans la direction $0x$ d'environ 8 ms au point de croisement des deux guides. On s'attend donc à un fort couplage. On considère une mélasse optique de taille sphérique de 0.3 mm à une température de $14 \mu\text{K}$. Pour limiter les calculs numériques à l'étude des calculs utiles on a ajouté une condition supplémentaire (condition énergétique) pour n'effectuer les calculs que pour les atomes qui ont la bonne énergie pour être guidés initialement dans le guide vertical. Cette procédure numérique vise à montrer clairement l'évolution du nuage d'atomes guidés initialement dans le guide vertical, à la sortie du point de croisement des guides. Elle permet donc d'étudier les effets de la séparatrice. On déduit les forces ressenties par les atomes et les champs électriques correspondants, de l'expression du potentiel vu par les atomes (relation (5.4)). On a également rajouté une condition qui permet de contrôler l'allumage temporel du guide oblique à $t = T_g$ dans la partie de définition des forces du programme d'extension (.PRG). On rappelle que T_g correspond aussi au temps de guidage des atomes dans le guide vertical. On fixe la détection à 20 mm en dessous de la mélasse afin d'obtenir une plus grande séparation. Avec une séparation plus grande on peut analyser les résultats de la séparation du nuage atomique pour une variation du point de croisement des guides sur une distance d'au moins 10 mm en dessous de la position de la mélasse.

5.4.2 Résultats et comparaison avec l'expérience

A partir des résultats numériques, on trace les histogrammes des positions des atomes pour une altitude du point de croisement z_0 variant de -4 mm à 20 mm . La figure 5.9 présente les histogrammes pour le cas où le faisceau oblique est allumé à $T_g = 0 \text{ ms}$. La figure 5.10 (respectivement 5.11, 5.12, 5.13) donne les histogrammes pour $T_g = 10 \text{ ms}$ (respectivement $T_g = 20 \text{ ms}$, $T_g = 29 \text{ ms}$, $T_g = 40 \text{ ms}$). Chaque histogramme qui

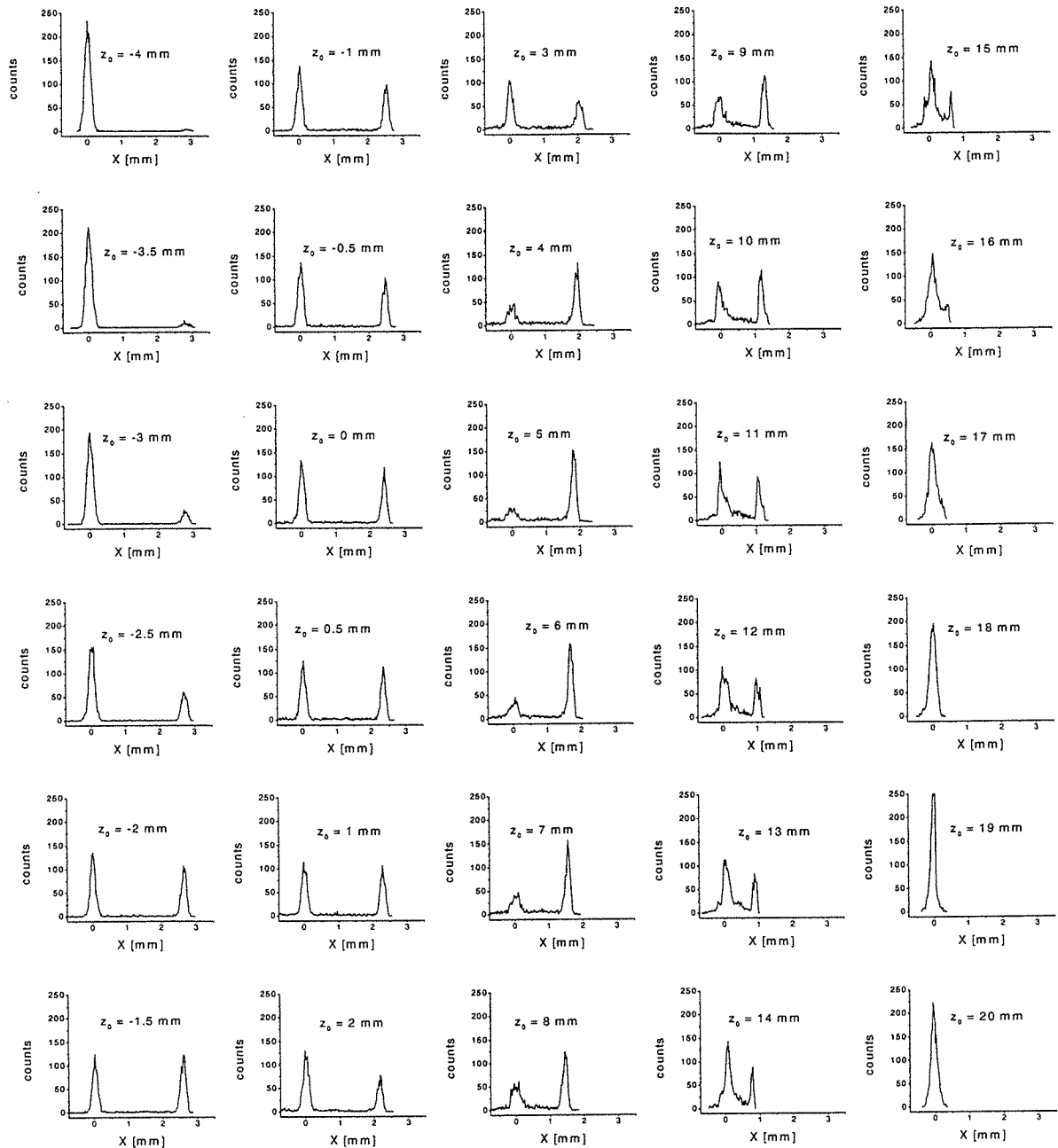


FIG. 5.9: Courbes d'histogrammes de position des atomes au niveau du faisceau d'analyse placé à 20 mm en dessous de la mélasse. Le tracé de chaque courbe correspond à une position z_0 donnée du point de croisement des deux guides. Les atomes de la mélasse sont tous initialement guidés dans le guide vertical (condition énergétique incluse dans le programme de calcul des trajectoires des atomes). Le guide oblique est allumé en continu. Les calculs ont été réalisés avec une mélasse de 2000 atomes.

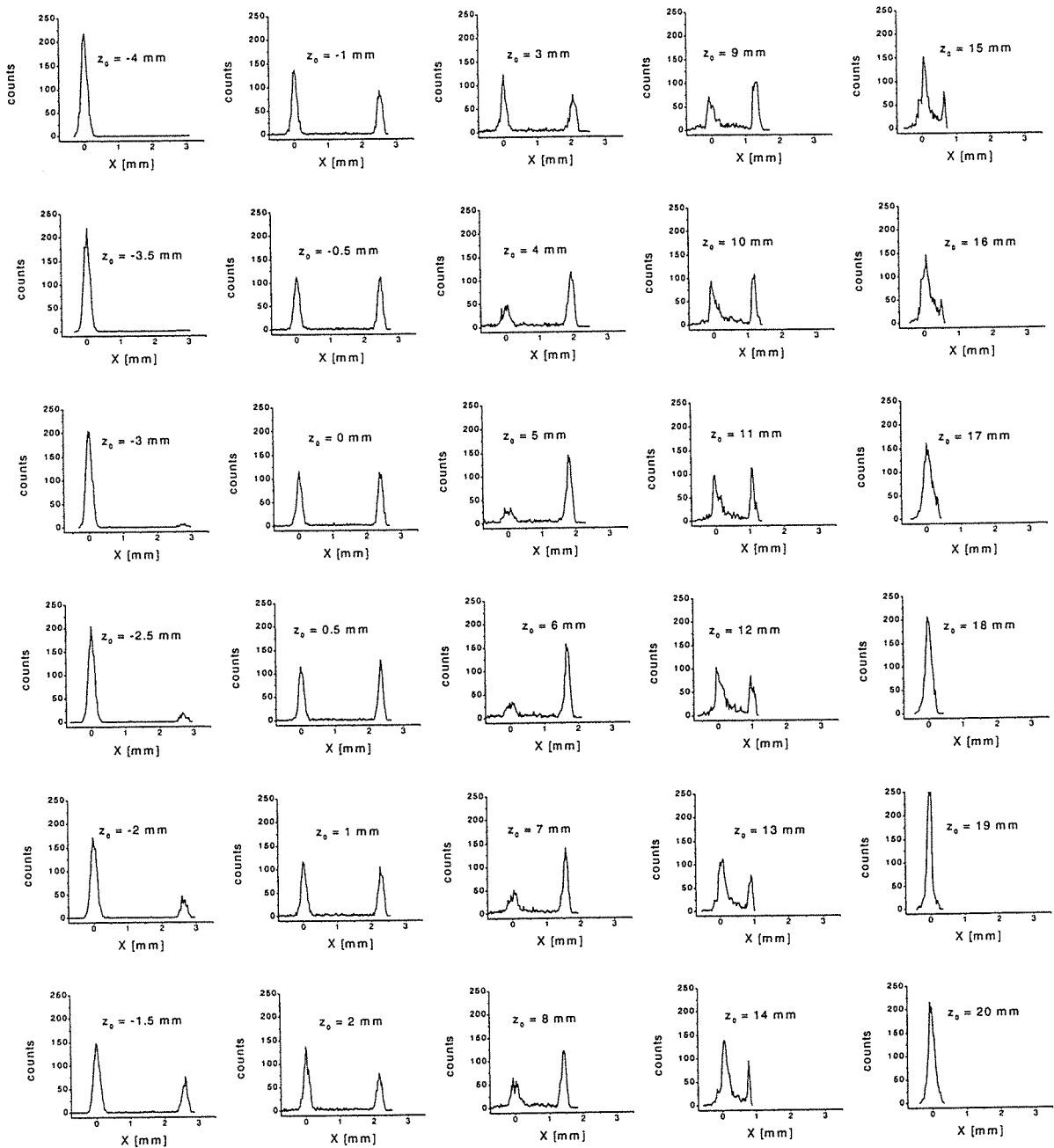


FIG. 5.10: Courbes d'histogrammes de position des atomes au niveau du faisceau d'analyse placé à 20 mm en dessous de la mélasse. Le tracé de chaque courbe correspond à une position z_0 donnée du point de croisement des deux guides. Les atomes de la mélasse sont tous initialement guidés dans le guide vertical (condition énergétique incluse dans le programme de calcul des trajectoires des atomes). Le temps T_g de guidage des atomes dans le guide vertical et d'allumage du guide oblique est fixé à 10 ms. Les calculs ont été réalisés avec une mélasse de 2000 atomes.

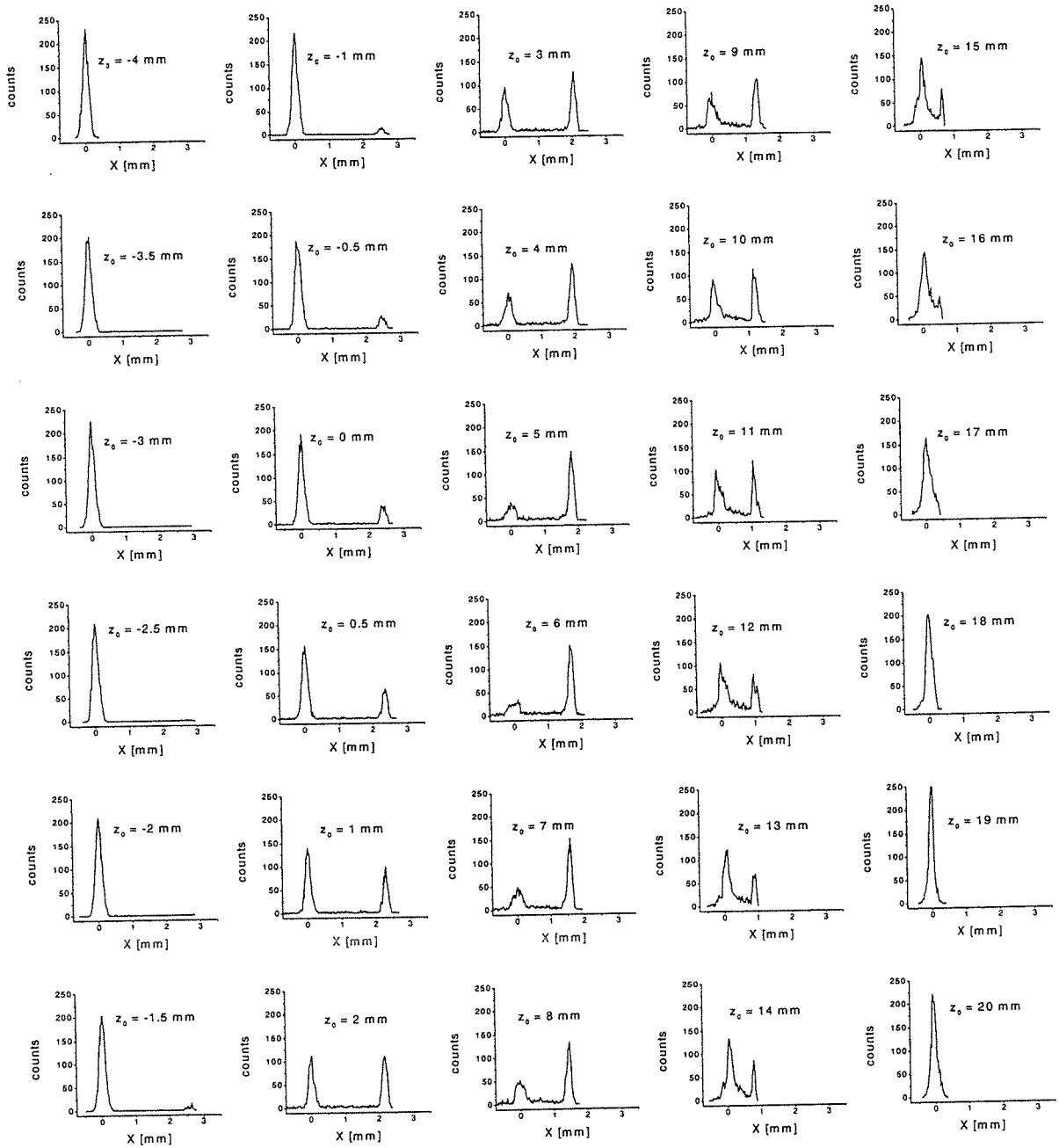


FIG. 5.11: Courbes d'histogrammes de position des atomes au niveau du faisceau d'analyse placé à 20 mm en dessous de la mélasse. Le tracé de chaque courbe correspond à une position z_0 donnée du point de croisement des deux guides. Les atomes de la mélasse sont tous initialement guidés dans le guide vertical (condition énergétique incluse dans le programme de calcul des trajectoires des atomes). Le temps T_g de guidage des atomes dans le guide vertical et d'allumage du guide oblique est fixé à 20 ms. Les calculs ont été réalisés avec une mélasse de 2000 atomes.

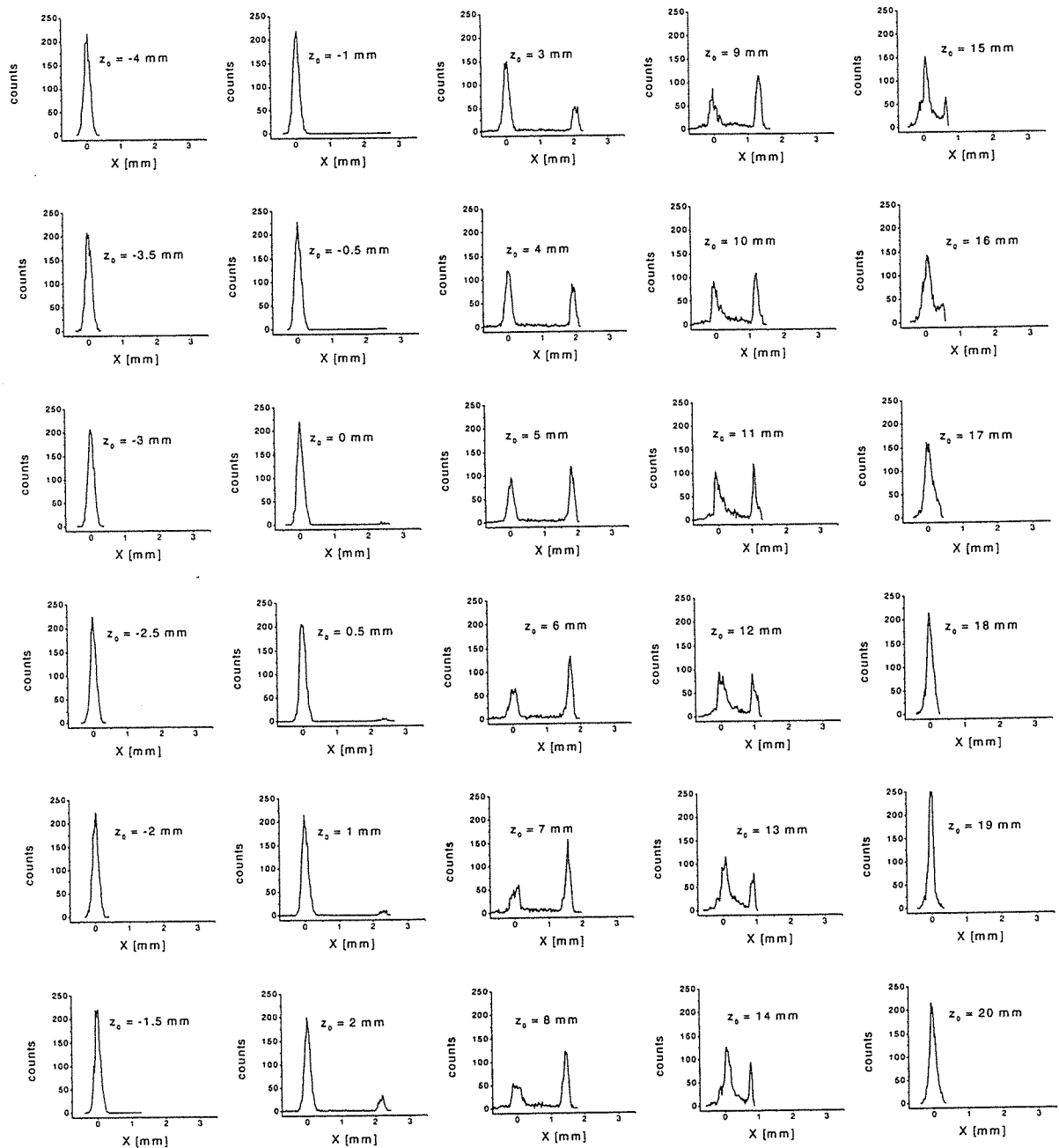


FIG. 5.12: Courbes d'histogrammes de position des atomes au niveau du faisceau d'analyse placé à 20 mm en dessous de la mélasse. Le tracé de chaque courbe correspond à une position z_0 donnée du point de croisement des deux guides. Les atomes de la mélasse sont tous initialement guidés dans le guide vertical (condition énergétique incluse dans le programme de calcul des trajectoires des atomes). Le temps T_g de guidage des atomes dans le guide vertical et d'allumage du guide oblique est fixé à 29 ms. Les calculs ont été réalisés avec une mélasse de 2000 atomes.

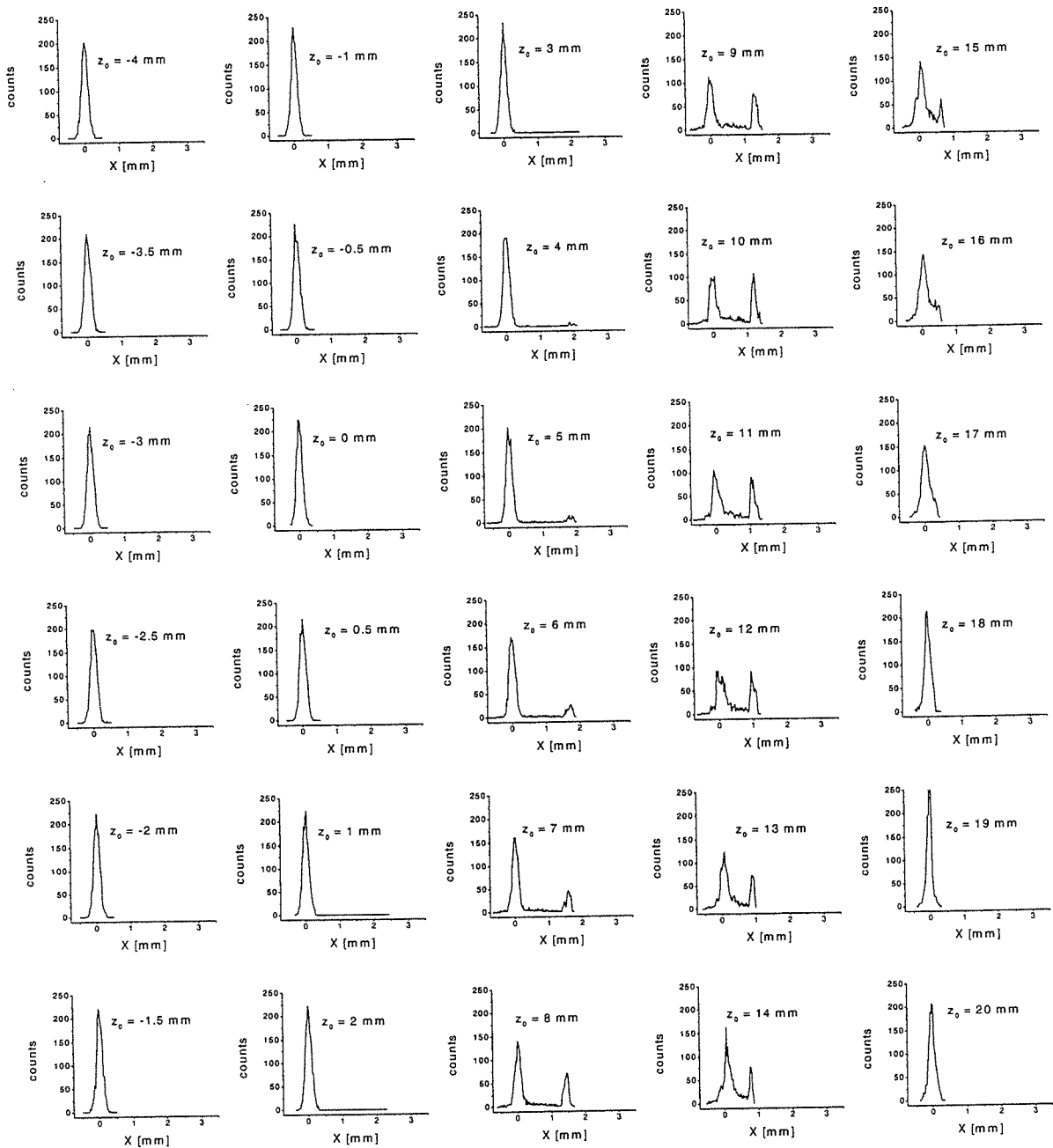


FIG. 5.13: Courbes d'histogrammes de position des atomes au niveau du faisceau d'analyse placé à 20 mm en dessous de la mélasse. Le tracé de chaque courbe correspond à une position z_0 donnée du point de croisement des deux guides. Les atomes de la mélasse sont tous initialement guidés dans le guide vertical (condition énergétique incluse dans le programme de calcul des trajectoires des atomes). Le temps T_g de guidage des atomes dans le guide vertical et d'allumage du guide oblique est fixé à 40 ms. Les calculs ont été réalisés avec une mélasse de 2000 atomes.

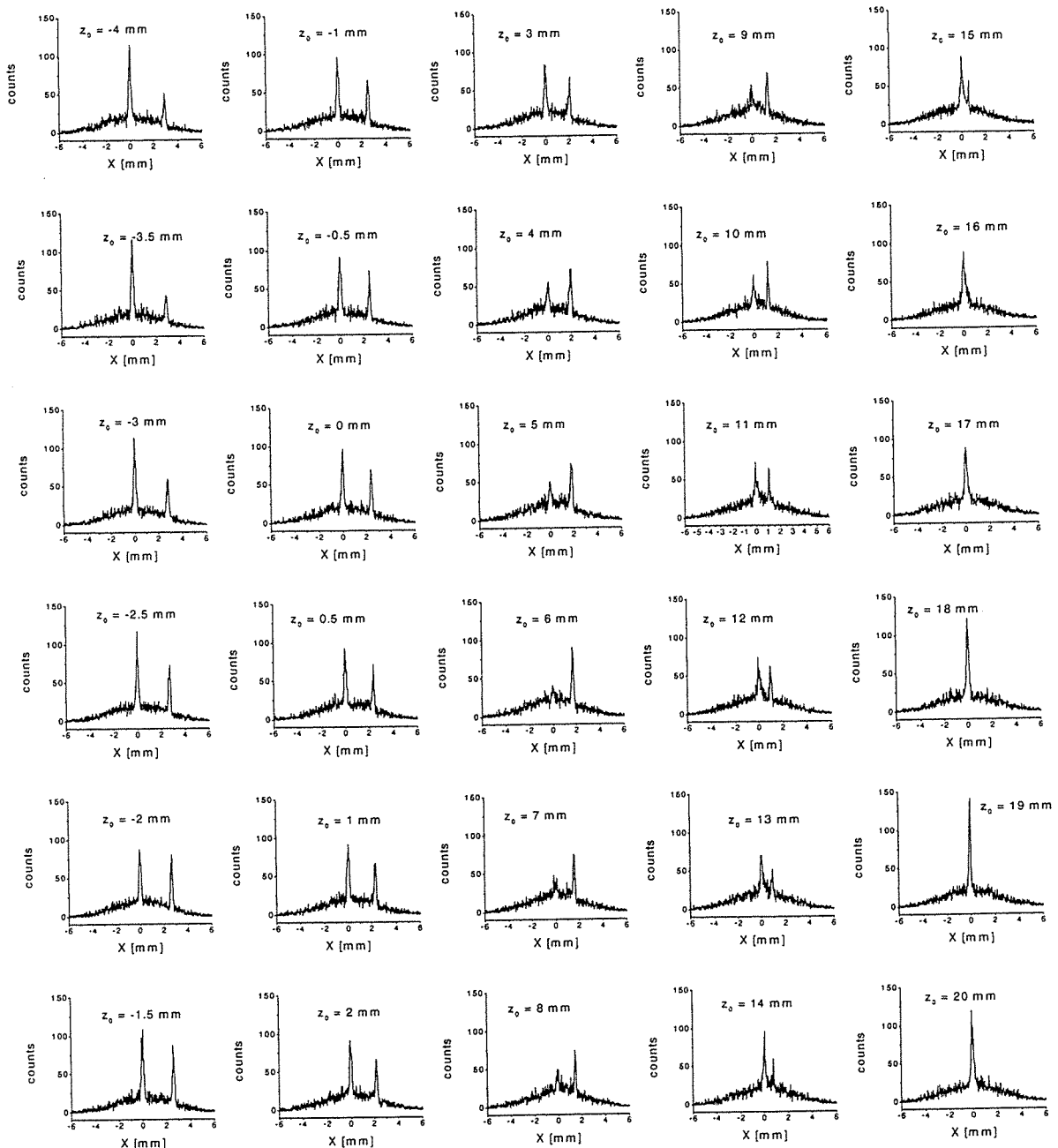


FIG. 5.14: Courbes d'histogrammes de position des atomes au niveau du faisceau d'analyse placé à 20 mm en dessous de la mélasse. Le tracé de chaque courbe correspond à une position z_0 donnée du point de croisement des deux guides. Les atomes de la mélasse ne sont pas soumis à la condition énergétique de guidage dans le guide vertical (condition énergétique non incluse dans le programme de calcul des trajectoires des atomes). Le guide oblique est allumé en continu. Les calculs ont été réalisés avec une mélasse de 6000 atomes.

présente en général deux pics, est analysé par ajustement numérique avec une somme de deux gaussiennes caractérisées par leur amplitude A_v et A_o , et leur largeur w_v et w_o . On en déduit l'efficacité de transfert η , donnée par $\eta = \frac{A_o}{A_o + A_v}$. A_v représente le nombre d'atomes dans le guide vertical, A_o celui dans le guide oblique. La figure 5.15 présente les variations de l'efficacité en fonction de z_0 pour différents temps d'allumage T_g ($T_g = 0, 10, 20, 29, 40$ ms). Compte tenu du recouvrement important des nuages (dans les deux guides) pour z_0 supérieur à 15 mm, nous n'avons pas pu réaliser des ajustements satisfaisants. On se limite donc aux résultats pour z_0 compris entre -4 mm et 15 mm. Les courbes montrent que le maximum de couplage a lieu quand le guide oblique est allumé avant que le nuage atomique guidé dans le guide vertical n'atteigne le point de croisement des deux guides.

La courbe en carrés ouverts de la figure 5.15 (a) a le même temps d'allumage du guide oblique que dans l'expérience. Lorsqu'on fixe le point de croisement des guides à 4 mm en dessous de la mélasse et qu'on regarde l'efficacité du couplage en fonction du temps d'allumage du guide oblique, on observe clairement que plus tôt le guide oblique est allumé, plus on y transfère d'atomes. L'allumage du guide oblique avant l'arrivée des atomes guidés initialement par le guide vertical au point d'intersection des deux guides donne une meilleure efficacité. Il apparaît une valeur limite du temps d'allumage du guide oblique d'environ 20 ms, en dessous de laquelle l'efficacité du couplage est maximale (environ 57 %) et reste constante. Le temps d'allumage (T_g) du faisceau oblique n'influe plus sur l'efficacité de la séparatrice. Par ailleurs pour un temps d'allumage inférieur ou de l'ordre de 20 ms, l'efficacité du couplage ne dépend plus du temps d'allumage mais uniquement de la position du point de croisement des guides. On obtient le maximum d'efficacité d'environ 65 % pour une position de l'intersection des guides à 5 mm en dessous de la mélasse.

L'analyse des courbes indiquent que l'allumage soudain du guide oblique n'est pas l'origine majeure du fort couplage qu'on observe. En effet lorsqu'on allume le guide oblique avant que les atomes initialement guidés dans le guide vertical n'arrivent au point d'intersection des deux guides, les atomes voient un double puits de potentiel qui progressivement converge en un seul puits à l'approche du point de croisement des guides. La barrière de

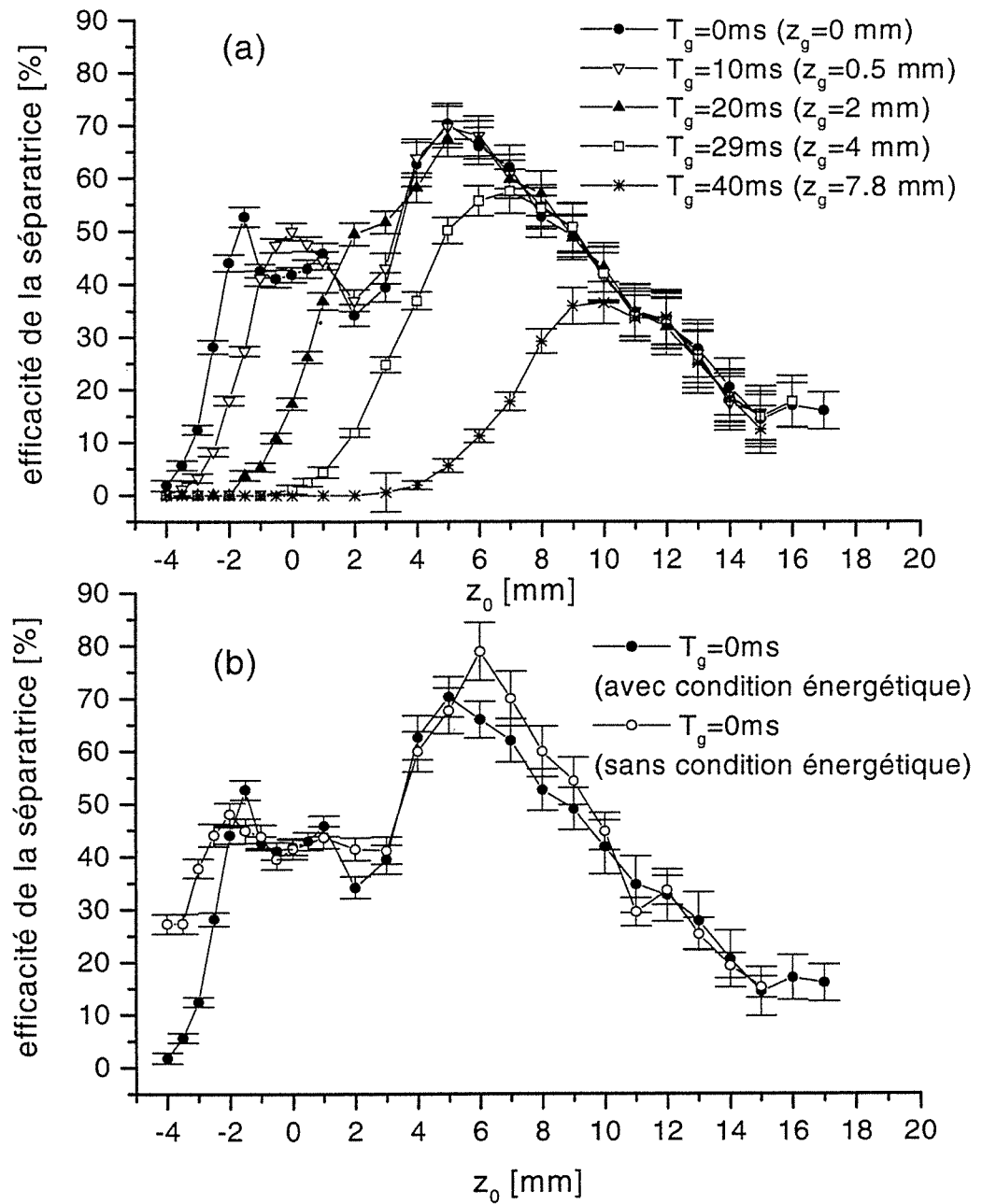


FIG. 5.15: Courbes d'efficacité de la séparatrice en fonction de la position du point d'intersection des deux guides par rapport à la position du centre de la mélasse. Chaque courbe correspond à un temps d'allumage T_g fixé du guide oblique et z_g correspond à la distance de chute des atomes initialement guidés dans le guide vertical. $T_g = 29$ ms est le temps utilisé dans l'expérience et $T_g = 0$ ms correspond à un allumage en continu du guide oblique. Les courbes sont issues de l'analyse des résultats des calculs numériques réalisés avec (a) ou sans (courbe avec des cercles en (b)) condition énergétique.

potentiel entre les deux puits diminue progressivement et s'annule au point d'intersection des guides (Fig 5.16). La figure 5.16 représente le tracé du profil transverse du puits de potentiel créé par les deux guides à différentes positions z dans la région au dessus de leur point d'intersection. La position $z = 0$ correspond à la position du point d'intersection des guides. Ces positions peuvent être aussi assimilées à la distance entre la position du centre de la mélasse et du point de croisement des guides, pour des guides se croisant en dessous de la mélasse. Le double puits est d'autant plus marqué et accentué pour les atomes guidés initialement dans le guide vertical, que les guides se croisent loin de la mélasse et que le guide oblique est allumé très tôt. La présence du double puits de potentiel crée un couplage des mouvements des atomes et leur donne du mouvement essentiellement dans la direction Ox qui est la direction de couplage des atomes dans le guide oblique. Le couplage du mouvement des atomes dans la direction Ox est d'autant plus important que le double puits initialement rencontré par les atomes est très marqué (la barrière de potentiel entre les puits est importante). Les atomes interagissent alors plus longtemps avec le double puits. Par conséquent l'efficacité de transfert des atomes dans le guide oblique devient importante. On vérifie qu'on obtient le maximum d'efficacité lorsque le croisement des guides se fait à 5 mm en dessous de la mélasse, correspondant quasiment au maximum de la barrière de potentiel entre les puits (Fig 5.15 (a) et 5.16).

L'effet du double puits sur l'efficacité de transfert des atomes dans le guide oblique est limité cependant par la gravité. En effet dans la figure 5.15 (a), on observe une chute progressive de l'efficacité de la séparatrice lorsque les guides se croisent au-delà de 5 mm en dessous de la mélasse. L'énergie potentielle de gravité des atomes convertie en énergie cinétique est suffisamment importante au-delà de cette position du point de croisement des guides, pour réduire le temps de passage des atomes dans la région d'intersection des guides. Par exemple pour un croisement des guides se faisant à 8 mm en dessous de la mélasse avec un temps d'allumage de l'oblique à 20 ms , l'efficacité chute d'environ 15% pour un temps de passage des atomes dans la zone de croisement des guides d'environ 12.5 ms supérieur à la période des oscillations des atomes T_x qui est d'environ 8 ms . Lorsque le croisement des guides se fait à 12 mm en dessous de la mélasse pour le même temps

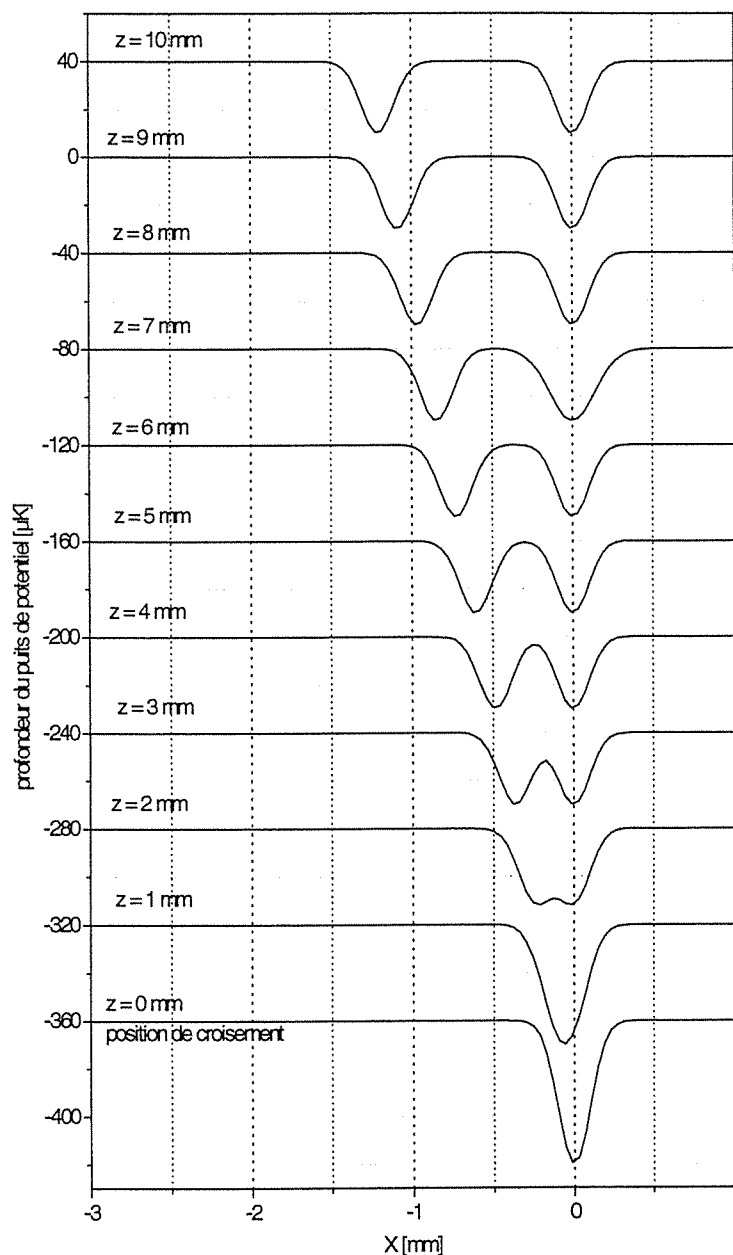


FIG. 5.16: Coupe transverse du puits de potentiel créé par les deux guides se croisant en dessous de la mélasse à 4 mm, correspondant à la position de chute des atomes guidés pendant 29 ms ($U_v = U_0 = 30 \mu\text{k}$, $w_v = w_0 = 0.2 \text{ mm}$). La position du point de croisement des guides correspond à $z = 0$ sur les tracés. Les profils sont donnés dans la région au-dessus de la position du point de croisement des guides à la distance z . La droite verticale continue ($x = 0$) correspond à la position du guide vertical.

d'allumage de l'oblique ($T_g = 20 \text{ ms}$), l'efficacité du couplage chute d'environ 54 % pour un temps de passage des atomes dans la zone d'intersection des guides d'environ 10 ms.

L'effet de l'allumage soudain du guide oblique est moins important que l'effet du double puits sur l'efficacité de la séparatrice. Il peut être observé et mis en évidence en absence du double puits, c'est-à-dire pour des positions de croisement des guides proche de la position $z_0 = 0$ de la mélasse. Dans la figure 5.15 (a) la comparaison des courbes pour un allumage continu ($T_g = 0 \text{ ms}$) et pulsé ($T_g = 10 \text{ ms}$) du guide oblique, met en évidence l'effet de l'allumage soudain de l'oblique pour la position du point de croisement des guides ($z_0 = 0 \text{ mm}$) égale à la position de la mélasse. L'efficacité du couplage obtenu à cette position est légèrement plus importante lorsque l'allumage du guide oblique est temporel que lorsqu'il est allumé continûment. De même la comparaison des courbes pour $T_g = 20 \text{ ms}$ et $T_g = 0 \text{ ms}$ au point d'intersection $z_0 = 2 \text{ mm}$ des deux guides montre clairement que l'allumage soudain du guide oblique augmente l'efficacité du couplage des atomes dans le guide oblique d'environ 37 %. Ces comparaisons sont très intéressantes car le croisement des deux guides quand on allume le guide oblique, coïncide pratiquement avec le centre du nuage d'atomes initialement guidés dans le guide vertical. Elles confirment que l'allumage soudain du guide oblique a un effet sur l'efficacité de la séparatrice mais reste tout de même faible comparé à l'effet de la présence du double puits de potentiel quand les atomes atteignent la zone d'intersection. La contribution à l'augmentation de l'efficacité de la séparatrice de chacun de ces deux effets peut se voir par la rupture de pente des courbes correspondant à $T_g = 10 \text{ ms}$ et $T_g = 0 \text{ ms}$ au point de croisement $z_0 = 2 \text{ mm}$ des guides. Avant la position $z_0 = 2 \text{ mm}$, l'allumage soudain du guide oblique agit seul sur l'efficacité de la séparatrice. Son effet est maximum pour $z_0 = 0 \text{ mm}$ puis diminue continûment pour z_0 plus grand. Après $z_0 = 2 \text{ mm}$ le double puits oblique apparaît progressivement (Fig 5.16) et augmente à nouveau l'efficacité de la séparatrice jusqu'à la rendre maximale à $z_0 = 5 \text{ mm}$. Puis à cause de l'effet de la gravité (introduit un peu plus haut), l'efficacité de la séparatrice se remet à diminuer progressivement.

De la comparaison de ces deux courbes, on trouve que l'allumage en continu est plus efficace que l'allumage temporel du guide oblique lorsque les deux guides se croisent au

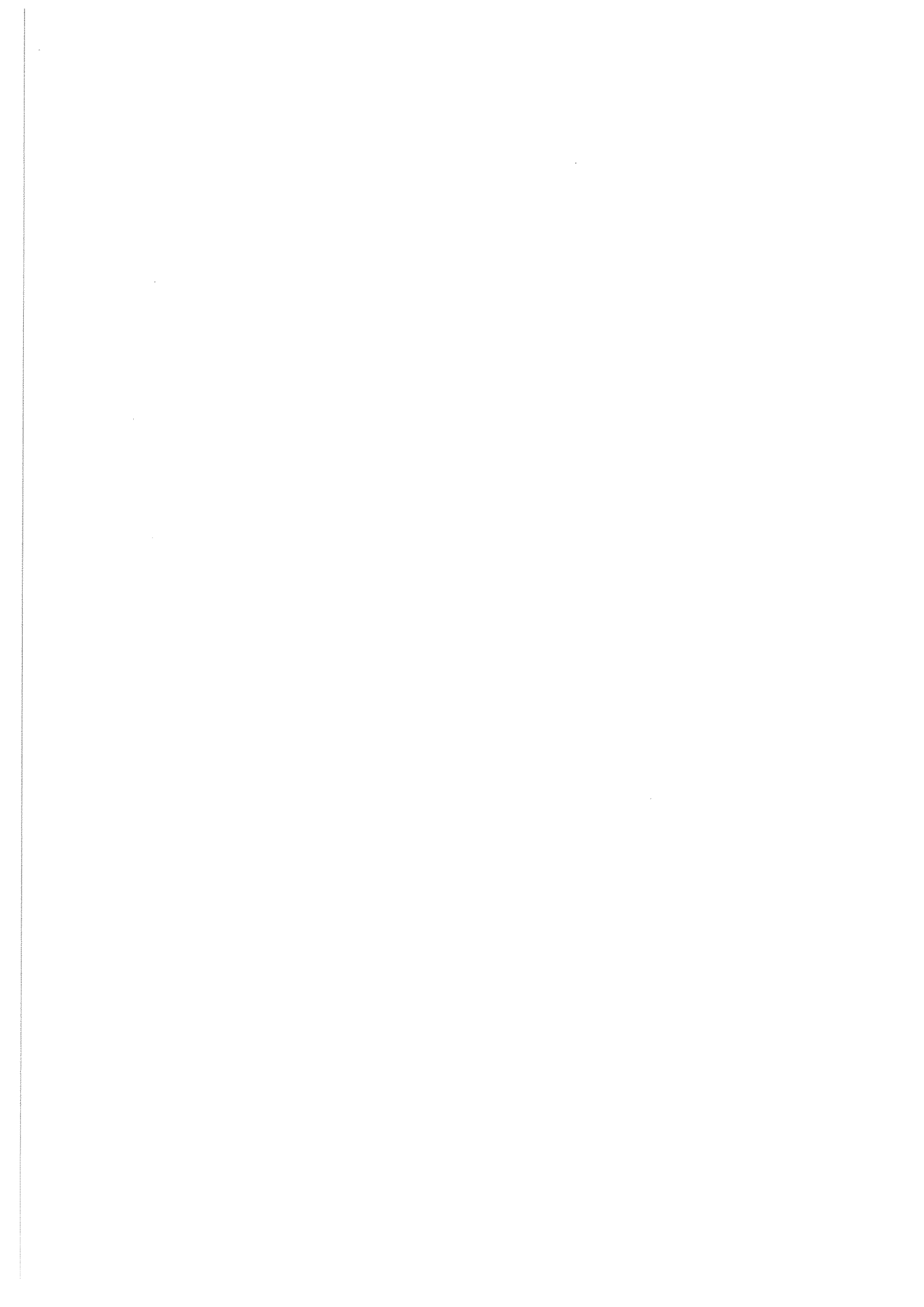
dessus de la mélasse. L'augmentation de l'efficacité de la séparatrice est due au fait que le guide oblique capture directement des atomes dans la mélasse. Cette analyse est confirmée par les résultats des calculs de la figure 5.15 (b). La courbe tracée avec des cercles est le résultat des analyses des calculs faits sans condition énergétique, où toutes les énergies des atomes de la mélasse sont permises dans le calcul de la trajectoires des atomes. On obtient par exemple pour la position $z_0 = -4 \text{ mm}$ du croisement des guides une efficacité de la séparatrice d'environ 25 % sans la condition énergétique alors qu'elle est pratiquement nulle (de l'ordre de 1 %) avec la condition énergétique dans les calculs des trajectoires des atomes. Le recouvrement des guides au niveau de la position de la mélasse étant faible, la grande efficacité qu'on obtient dans le cas de l'allumage en continu du guide oblique est due au fait que le guide oblique capture directement des atomes dans la mélasse. C'est pourquoi nous avons opté pour l'allumage temporel du guide oblique, en guidant d'abord les atomes de la mélasse pendant un certain temps avant d'allumer le guide oblique pour être dans la configuration d'une séparatrice comme en optique classique.

On peut finalement résoudre le problème de l'effet de l'allumage soudain du guide oblique sur la cohérence de la séparatrice. L'allumage soudain du guide oblique produit une brusque variation du puits de potentiel vu par les atomes initialement guidés dans le guide vertical et peut modifier les propriétés de la séparatrice. Deux solutions sont possibles : soit on étudie complètement l'effet de l'allumage soudain par des calculs théoriques, soit on supprime tout simplement la variation brusque du puits de potentiel vu par les atomes. Par un choix judicieux du temps d'allumage du guide oblique, on peut réaliser la deuxième solution. Pour y parvenir il suffit de prendre un temps d'allumage du guide oblique entre 10 ms et 20 ms par exemple correspondant à une chute des atomes guidés de 0.5 mm à 2 mm. Puis de croiser les guides à 7 mm en dessous de la mélasse. On supprime ainsi la variation brusque du potentiel ressenti par les atomes guidés initialement dans le guide vertical. En effet aux positions de chute des atomes après ces temps de guidage, les puits de potentiel ne se recouvrent pas encore au moment de l'allumage du guide oblique (Fig 5.16). Les atomes guidés sont toujours soumis qu'au seul potentiel créé par le guide vertical qui par la suite varie lentement avec la présence du second guide. On s'attend dans cette

configuration à une efficacité de la séparatrice d'environ 60 % (Fig 5.15 (a)). D'autres configurations supprimant l'effet de l'allumage brusque du guide oblique sur les atomes peuvent aussi être déterminées, mais l'efficacité de la séparatrice sera plus faible.

5.5 Conclusion

Nous avons démontré la réalisation expérimentale d'une séparatrice qui utilise deux guides dipolaires créés par des faisceaux laser à Nd :YAG. Elle présente deux caractéristiques importantes. Elle a une grande efficacité d'environ 40 % ce qui donnerait un meilleur contraste dans une expérience d'interferométrie atomique par exemple. Elle permet aussi de séparer les atomes avec un grand angle de séparation de 0.12 radian, ce qui produit une séparation macroscopique des deux nuages atomiques. Cette dernière caractéristique de la séparatrice pourrait permettre de réaliser un interféromètre de petite taille et de grande aire. Nous avons également montré par des simulations numériques que l'efficacité de la séparatrice pourrait être augmentée par le choix d'une séquence temporelle appropriée et permettre de faire un angle de séparation des atomes un peu plus grand. Comme il n'y a pas d'émission spontanée dans les guides, la séparatrice préserverait la cohérence des atomes. L'utilisation d'une source atomique cohérente permettrait de tester les propriétés de cohérence d'une telle séparatrice.



Chapitre 6

LE MIROIR CONCAVE

Ces dernières années le développement de l'optique atomique s'est fait grâce à la réalisation d'éléments d'optiques atomiques pour manipuler les atomes. Le souci de conserver les propriétés initiales des atomes pendant leur manipulation demande des éléments fiables. Par exemple un bon miroir à atomes doit réfléchir les atomes spéculairement tout en préservant la cohérence initiale. Beaucoup de miroirs atomiques pour atomes froids ont déjà été démontrés. En 1982, Cook et Hill ont suggéré les premiers d'utiliser une onde lumineuse évanescente pour réfléchir les atomes de façon spéculaire. La première observation d'une telle réflexion faite par Balykin et al. [9] [10] utilisait un jet thermique d'atomes de sodium en incidence rasante sur le miroir à atomes. Dans ce dispositif, un faisceau laser désaccordé vers le bleu de la résonance atomique est totalement réfléchi à l'intérieur d'un prisme de verre produisant une onde évanescente à la surface de verre. Les atomes sont réfléchis par la force dipolaire subie par les atomes soumis dans l'onde évanescente. Plus tard des expériences similaires ont montré la réflexion d'un nuage d'atomes froids en incidence normale sur ce miroir atomique ([44], [1], [2] et [5]). Récemment un miroir utilisant la force dipolaire créée par une nappe de lumière bleue a été utilisé pour faire rebondir les atomes d'un condensat en chute libre [13].

D'autres miroirs utilisent la force magnétique créée près d'un matériau magnétique ([73], [86], [77], [51], [54] et [76]). De nombreux arrangements de matériaux magnétiques ont été étudiés et utilisés pour réfléchir les atomes, du simple film magnétique courbé ou

non ([73], [86] et [77]) au matériau magnétique dans lequel la construction de structures magnétiques périodiques est destinée à optimiser la force magnétique mise en jeu [51]. Le rebondissement des atomes a été aussi démontré avec une force magnétique créée par un cristal magnétique [54]. L'utilisation de matériaux magnétiques permanents permet de réaliser un dispositif simple, mais ne permet pas d'ajuster les paramètres du dispositif et ne peut pas être contrôlé temporellement. Le rajout par exemple d'autres dispositifs magnétiques (bobines ou barres) commandés par un courant variable permet de remédier à ce problème et donne des propriétés intéressantes aux miroirs [74] [75]. Cependant les atomes sont très sensibles aux défauts de surface du matériau magnétique. Des systèmes contrôlés par du courant semblent plus souples et permettent de s'affranchir de ces problèmes. En effet récemment ont été réalisés des miroirs utilisant la force magnétique créée au voisinage de micro-circuits parcourus par du courant ([52], [33] et [21]). Ces systèmes doivent néanmoins être placés dans la chambre à vide. De plus, le potentiel créé étant de l'ordre de grandeur de la taille du circuit, les atomes sont réfléchis près du circuit et sont, par conséquent, sensibles à ses défauts.

Avec des circuits de taille plus macroscopiques, comme des bobines, le champ magnétique peut être contrôlé à l'extérieur de la chambre à vide. Les atomes passent loin du dispositif et ne sont pas sensibles aux défauts de surface du matériau magnétique. On peut également contrôler facilement dans le temps le gradient de champ magnétique, ce qui offre la possibilité de modifier la distribution atomique dans l'espace des phases. L'allumage temporel d'un champ magnétique a déjà été utilisé pour focaliser longitudinalement un faisceau d'atomes froids de césium [56]. Dans cette expérience, une bobine est placée (à 9.5 cm) en dessous du nuage d'atomes froids. Son axe coïncide avec l'axe de chute des atomes. Son courant est impulsionnel, est allumé 130 ms après que les atomes soient libérés du piège magnéto-optique, et dure 20 ms. Le dispositif a une action temporelle et permet de contrôler efficacement la distribution spatiale et des vitesses des atomes.

Le miroir concave présenté dans ce chapitre utilise un champ magnétique quadrupolaire en impulsion. Le quadrupôle est réalisé avec des bobines en configuration anti-Helmholtz [43]. Dans notre expérience, ce sont les mêmes bobines qui servent au piège magnéto-

optique, et qui sont utilisées à un autre instant et dans d'autres conditions pour réaliser le miroir. On allume le champ magnétique lorsque les atomes libérés de la mélasse optique ont chuté librement sous l'effet de la gravité sur une distance de quelques millimètres. A cet instant, les atomes ne sont plus localisés au centre du quadrupole et ceux qui sont dans les sous-niveaux Zeeman adéquats sont soumis à une force magnétique qui est dirigée vers le centre du quadrupole. Avec un gradient de champ magnétique assez fort (environ 55.6 Gauss/cm pour un courant de 8 A circulant dans les bobines), on arrive à dépasser l'effet de la gravité sur les atomes. Les atomes reviennent donc vers le centre du quadrupôle. Le potentiel magnétique au voisinage du centre du quadrupole étant courbé, le rebond du nuage atomique s'accompagne d'une refocalisation. Le miroir atomique que nous avons réalisé présente donc les caractéristiques d'un miroir concave. Ce miroir est simple et ses paramètres sont faciles à ajuster. Ils peuvent être contrôlés dans le temps.

On présente dans ce chapitre le miroir atomique qu'on a réalisé. Dans une première partie on abordera le principe du miroir dans une description théorique simple. Ensuite on présentera l'expérience et les résultats. Dans une troisième partie on présentera les calculs numériques et leur analyse en les confrontant aux résultats expérimentaux.

6.1 Principe du miroir

Le but de cette partie est de décrire le champ magnétique d'un quadrupôle réalisé avec deux bobines en configuration anti-Helmholtz et le potentiel d'interaction d'un atome avec ce champ. Puis, à partir de l'expression du potentiel d'interaction, on caractérisera l'effet miroir et on montrera la simplicité du contrôle du dispositif dans la réalisation du miroir magnétique.

6.1.1 Champ magnétique d'un quadrupôle

On considère le quadrupôle formé de deux bobines identiques en configuration anti-Helmholtz dont l'axe est suivant la direction horizontale Ox (Fig 6.1).

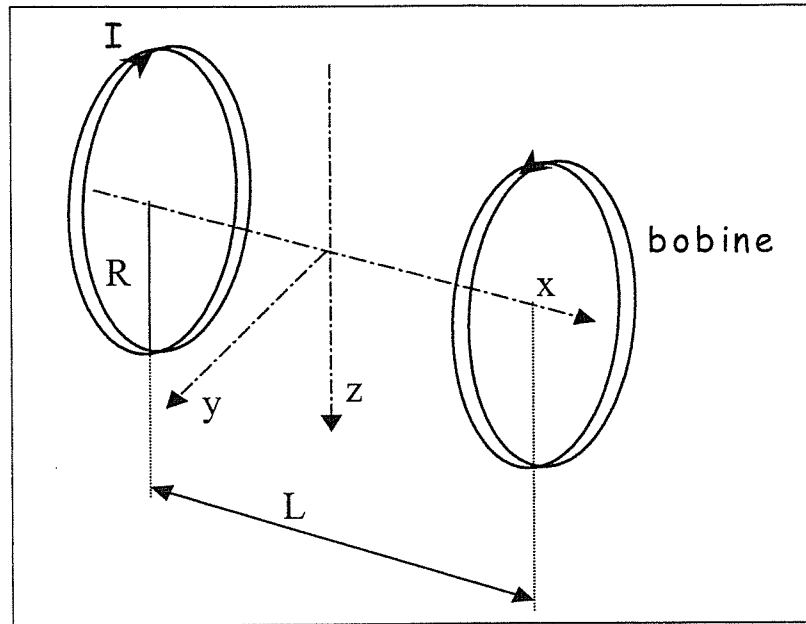


FIG. 6.1: Bobines en configuration anti-Helmholtz. Les bobines de rayon R et séparées de la distance L , sont parcourues par un courant d'intensité I .

Ce quadrupôle crée un champ magnétique B_x selon son axe Ox [11] donné par

$$B_x = \frac{\mu_0 N I}{2R} \left(\frac{1}{\left(1 + \frac{(\frac{L}{2} - x)^2}{R^2}\right)^{3/2}} - \frac{1}{\left(1 + \frac{(\frac{L}{2} + x)^2}{R^2}\right)^{3/2}} \right) \quad (6.1)$$

où N est le nombre de spires par bobine, I l'intensité du courant circulant dans les bobines, R le rayon d'une bobine, L la distance entre les centres des bobines et $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ S.I.}$ est la perméabilité magnétique du vide. Au centre du quadrupôle, le champ magnétique est nul par raison de symétrie. Au voisinage de ce centre, on peut faire un développement limité de l'expression (6.1) et le champ B_x s'écrit :

$$B_x = bx \vec{e}_x \quad (6.2)$$

avec $b = \mu_0 N I \frac{3R^2 L}{2 \cdot (R^2 + \frac{L^2}{4})^{5/2}}$. Le quadrupôle crée donc un champ linéaire dans la direction de son axe. Par ailleurs, à partir de la symétrie du problème et de l'équation de Maxwell $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$, on déduit la composante radiale du champ \vec{B}_r donnée par

$$\vec{B}_r = -\frac{1}{2} b \vec{r}. \quad (6.3)$$

où \vec{r} est le vecteur position dans la direction radiale. L'expression du champ magnétique total \vec{B} créé au voisinage du centre du quadropôle s'écrit :

$$\vec{B} = bx \vec{e}_x - \frac{1}{2}b \vec{r}. \quad (6.4)$$

On trouve que le champ magnétique total créé par le quadropôle est proportionnel au courant circulant dans les bobines via le paramètre b et croît linéairement depuis le centre du quadropôle. Il est donc possible d'ajuster facilement le champ et de le contrôler dans le temps, par le seul contrôle du courant dans les bobines. Les données expérimentales : $N = 300$ tours, $L = 9.7$ cm et $R = 6.2$ cm conduisent à $b = 6.95$ G/cm pour un courant de 1 Ampère.

6.1.2 Potentiel d'interaction d'un atome avec le champ magnétique quadropolaire

Un atome de moment magnétique μ plongé au voisinage du centre du quadropôle décrit ci-dessus interagit avec le champ quadropolaire qui est inhomogène spatialement. Si on suppose que la variation de la direction de ce champ vu par l'atome est lente comparée à la fréquence de précession de Larmor de l'atome, alors l'orientation du moment magnétique μ de l'atome suit adiabatiquement le changement de direction du champ magnétique. L'atome est donc soumis à un potentiel d'interaction :

$$U_{int} = -\mu \cdot B(x, y, z) = -\frac{\mu b}{2} \sqrt{4x^2 + y^2 + z^2} \quad (6.5)$$

avec $\mu = -mg_F \mu_B$ où m est le nombre quantique magnétique, g_F le facteur de Landé et $\mu_B = 1.4$ MHz/Gauss le magnéton de Bohr. Le champ magnétique étant inhomogène, l'atome est soumis à un gradient de force magnétique F_{mag} qui dérive du potentiel d'interaction :

$$F_{mag} = \nabla(\mu \cdot B(x, y, z)) = -mg_F \mu_B \nabla B(x, y, z). \quad (6.6)$$

L'analyse de l'expression de la force montre qu'un atome orienté dans un état magnétique positif ($mg_F > 0$) ressent une force négative et est attiré vers les régions de champ

magnétique faible. L'atome est donc attiré vers le centre du quadrupôle. Par contre lorsque l'atome se trouve dans un état magnétique négatif ($mg_F < 0$) il est attiré vers les régions de champ magnétique fort et est donc expulsé du centre du quadrupôle. L'atome de $m = 0$ n'interagit pas avec le champ magnétique et n'est donc pas soumis à la force magnétique.

Le potentiel total vu par l'atome (potentiel de gravité plus potentiel magnétique) peut s'écrire en coordonnées cartésiennes comme :

$$U_{tot}(x, y, z) = -Mgz + Mg' \sqrt{4x^2 + y^2 + z^2} \quad (6.7)$$

où M est la masse de l'atome, g est le champ de gravité et $g' = \frac{\mu_B m g_F b}{2M}$ est un paramètre qui dépend de la géométrie des bobines et du courant qui les traverse via le paramètre b .

Pour analyser l'effet miroir du potentiel, on se met sur l'axe vertical Oz . le potentiel s'écrit :

$$U_{tot}(x = y = 0, z) = -Mgz + Mg' |z|. \quad (6.8)$$

Cette expression du potentiel montre que pour $z \geq 0$, si $g' > g$, le potentiel magnétique est supérieur au potentiel de gravité, et le potentiel total est un puits dont le minimum se trouve au centre du quadrupôle et présente une singularité (Fig 6.2). Cette situation correspond au cas d'un atome se trouvant dans un état magnétique positif. L'atome retourne au centre du quadrupôle après une distance de chute qui annule sa vitesse verticale. L'atome oscille alors dans le puits. En revanche pour $g' < g$, l'effet de la gravité n'est plus compensé et l'atome ne peut pas être réfléchi. Il chute dans un champ de gravité G qui est seulement modifié :

$$G = g - g' \quad \text{avec } z > 0. \quad (6.9)$$

Si $g' > 0$, alors l'atome est dans un état $mg_F > 0$ et sa chute est ralentie dans le champ de gravité. Par contre pour $g' < 0$, l'atome est dans un état $mg_F < 0$ et est alors accéléré dans le champ de gravité.

L'expression explicite du paramètre g' pour les paramètres du quadrupôle décrit au paragraphe précédent s'écrit :

$$g' = 3.25 \cdot 10^{-25} \cdot \frac{m g_F I}{M} \text{ m/s}^2. \quad (6.10)$$

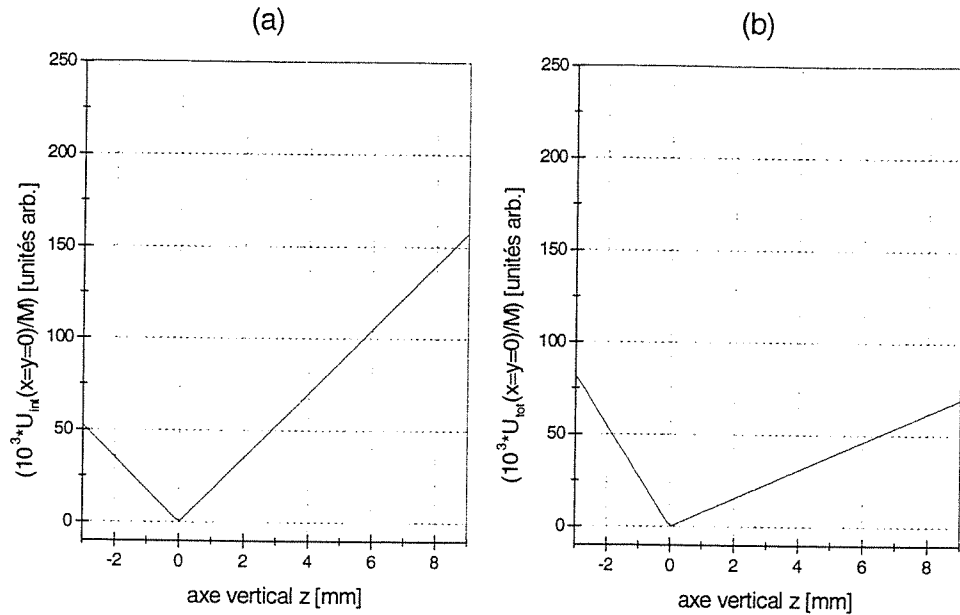


FIG. 6.2: Tracé du potentiel magnétique au voisinage du centre du quadrupôle suivant la direction verticale Oz sans (a) ou avec (b) le potentiel de gravité. $g=9.81 \text{ m/s}^2$ et $g'=17.5 \text{ m/s}^2$ pour une intensité I du courant de 7.8 A .

et la valeur du champ de gravité terrestre g est égal à 9.81 m/s^2 à Paris. Pour avoir l'effet miroir, il suffit que $g' > g$. Par exemple dans notre expérience où on utilise des atomes ^{87}Rb , $g' = 2.24 \cdot m g_F I \text{ m/s}^2$. Ces atomes sont dans les sous niveaux fondamentaux $^2S_{1/2} F = 2$ $m = 2, 1, 0, -1, -2$ et le facteur de Landé correspondant est $g_F = \frac{1}{2}$. Les atomes dans l'état $F = 2$, $m = -2$ et $F = 2$, $m = -1$ sont repoussés et ceux de $F = 2$, $m = 0$ sont insensibles au champ magnétique. Seuls les atomes de $F = 2$, $m = 2$ et $F = 2$, $m = 1$ peuvent être réfléchis. Pour des intensités du courant comprises entre 4.5 A et 8.7 A , on ne réfléchit que les atomes de $F = 2$, $m = 2$. Au-dessus de 8.7 A , on réfléchit les deux états atomiques $F = 2$, $m = 2$ et $F = 2$, $m = 1$.

Par ailleurs une section du potentiel dans la direction horizontale présente également un puits de potentiel avec un minimum situé sur l'axe vertical (Fig 6.3). L'atome subit donc en plus de la force longitudinale qui le fait rebondir, une force transverse qui tend à le ramener sur son axe de chute. Dans la configuration du quadrupôle donnée à la figure (6.1),

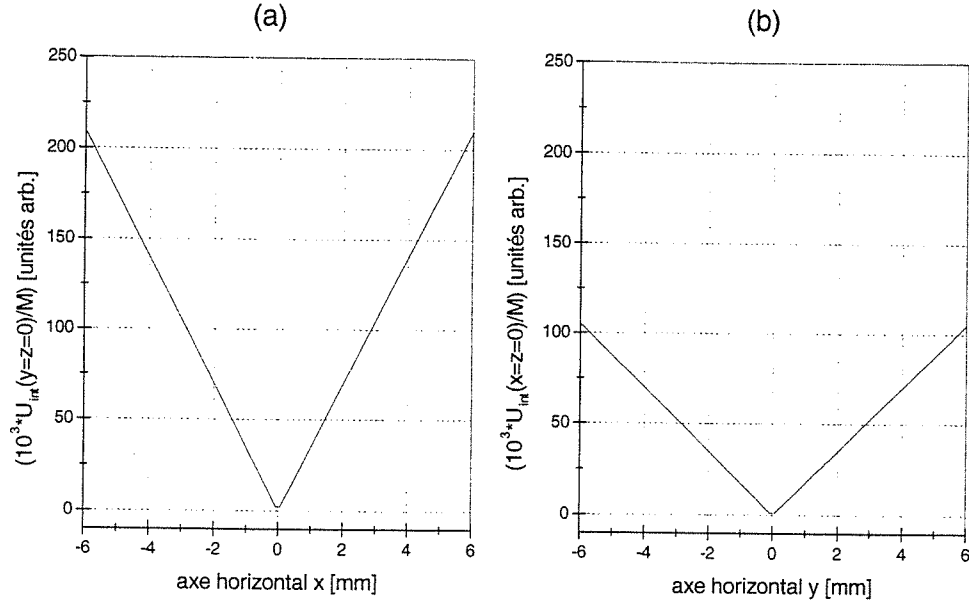


FIG. 6.3: Tracé du potentiel magnétique au voisinage du centre du quadrupôle suivant la direction horizontale $0x$ (a) et suivant la direction horizontale $0y$ (b). $g=9.81 \text{ m/s}^2$ et $g'=17.5 \text{ m/s}^2$ pour une intensité I du courant de 7.8 A .

cette force n'est pas à symétrie de révolution dans le plan $x0y$ et est deux fois plus grande dans la direction de l'axe $0x$ que dans la direction $0y$. L'attraction de l'atome vers son axe de chute est donc plus forte dans cette direction. L'analyse du mouvement de l'atome dans la direction transverse peut se faire aisément si on se met à une position z assez grande pour qu'on puisse considérer que $z \gg x, y$. C'est le cas dans notre expérience lorsque les atomes ont quittés la région du minimum du potentiel (centre du quadrupôle) et qu'ils sont soumis au champ magnétique. Le potentiel magnétique peut alors être développé et s'écrire comme :

$$U_{int} = Mg' |z| + \frac{1}{2} M \left(\frac{4g'}{|z|} \right) x^2 + \frac{1}{2} M \left(\frac{2g'}{|z|} \right) y^2. \quad (6.11)$$

Loin du centre du quadrupôle, le potentiel dans la direction transversale est harmonique. A une altitude z donnée, le mouvement selon x est caractérisé par la pulsation $\omega_x(z) = 2\sqrt{\frac{g'}{|z|}}$, celui selon y par $\omega_y(z) = \sqrt{\frac{2g'}{|z|}}$. Ces pulsations dépendent de z et ne sont pas des constantes. L'atome oscille donc aussi dans le plan radial $x0y$ avec une fréquence qui varie

avec l'altitude z et la direction d'oscillation. Cependant, le mouvement des atomes selon l'axe Oz étant lent par rapport à leur oscillation transversale, on peut séparer les variables.

Une vue 2D dans le plan (xOz) par exemple du potentiel total U_{tot} près du centre du quadrupôle permet de mettre en évidence l'effet miroir et sa concavité. Le principe est illustré par le tracé des courbes d'équipotentiellles dans la figure 6.4. Dans l'intervalle

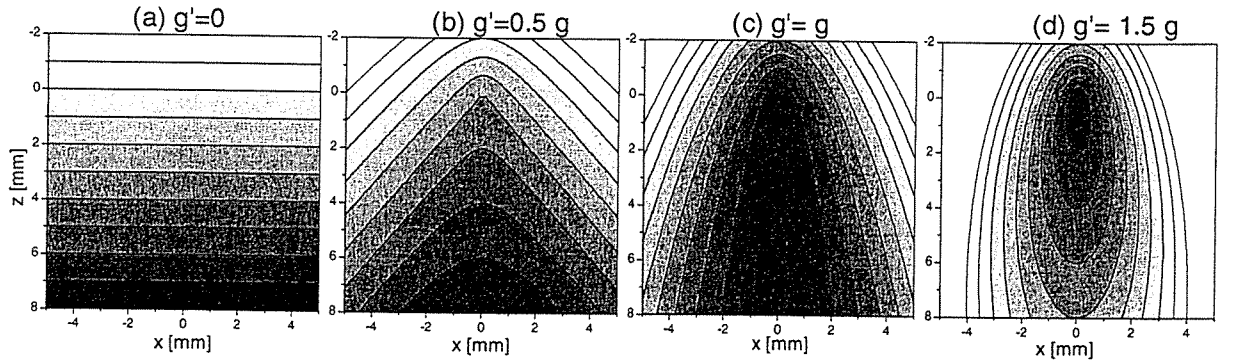


FIG. 6.4: *Courbes d'équipotentiellles du potentiel total $U_{tot}(x, y, z) = -Mgz + Mg' \sqrt{4x^2 + y^2 + z^2}$ avec $y = 0$, pour $g' = 0$ (a), $g' = 0.5 g$ (b), $g' = g$ (c) et $g' = 1.5 g$ (d).*

de temps $0-T_{on}$, les atomes sont soumis au potentiel de gravité $U_g = -Mgz$ et $g' = 0$ (Fig 6.4 (a)). Puis à $t = T_{on}$, le champ magnétique est allumé pour $0 < g' \leq 1.5 g$ et le potentiel magnétique se superpose au potentiel de gravité (Fig 6.4 (b)-(d)). Pour $g' > g$ (Fig 6.4 (d)), le potentiel total est un puits de potentiel dont le minimum se trouve au centre du quadrupôle magnétique. Les atomes localisés sur le bord du puits à l'instant $t = T_{on}$ retournent vers le centre du quadrupôle et oscillent alors à l'intérieur du puits de potentiel. Un nuage atomique placé dans ce potentiel est soumis à des effets de focalisation et de défocalisation. La variation de g' rendue possible par le changement du courant qui circule dans les bobines, entraîne la modification des pulsations ω_x et ω_y , et donc du mouvement transverse des atomes.

Le quadrupôle parcouru par du courant peut ainsi être considéré comme un miroir atomique concave. Les propriétés du miroir peuvent être changées en faisant varier le

paramètre g' par une simple modification de l'intensité du courant circulant dans les bobines ou en modifiant la séquence temporelle de l'allumage du champ du quadrupôle.

6.2 Expérience

6.2.1 Principe expérimental

On réalise l'expérience avec des atomes de rubidium 87, initialement piégés et refroidis dans un piège magnéto-optique. La procédure expérimentale d'obtention de ce nuage d'atomes froids est décrite au paragraphe 3.1.1 du chapitre 2. A la fin du processus de piégeage et de refroidissement du nuage atomique, on dispose d'un nuage de 10^7 atomes à la température de $17 \mu K$. Les atomes du piège sont repartis dans les sous niveaux fondamentaux $^2S_{1/2} F = 2, m = 2, 1, 0, -1, -2$. Comme on l'a montré dans la partie précédente, seuls les atomes dans les états $F = 2, m = 2$ et $F = 2, m = 1$ peuvent être réfléchis. Le dispositif du miroir est constitué d'un quadrupôle formé de deux bobines identiques en configuration anti-Helmholtz d'axe horizontal. Chacune des bobines a un rayon de 6 cm et contient 300 spires. Les bobines sont séparées de 10 cm. Pour ne pas brouiller l'effet du miroir et observer que le rebond des atomes dans l'état $F = 2, m = 2$ pour mieux analyser les propriétés du miroir, on fixe l'intensité du courant dans les bobines à 7.8 A, ce qui correspond à un gradient de champ de 54.2 Gauss/cm . Cette valeur du courant correspond à une valeur du paramètre $g' = 1.78 g$. Les atomes de $F = 2, m = 1$ ne peuvent être réfléchis car l'intensité du courant donne dans ce cas une valeur de $g' = 0.89 g$ qui est inférieure au champ de gravité. Dès que le temps d'évolution du nuage est plus grand que 50 ms , les atomes de $F = 2, m = 1$ ne sont plus présents dans la région de détection, qui est délimitée par $-3 \text{ mm} < z < 9 \text{ mm}$ suivant la direction verticale et par $-6 \text{ mm} < x < 6 \text{ mm}$ suivant la direction horizontale. Un pompage optique dans le niveaux $F = 2, m = 2$ bien que recommandé pour avoir un meilleur rapport signal sur bruit n'est pas nécessaire pour analyser les propriétés du miroir. La séquence de l'expérience est la suivante. Après obtention du piège atomique, on éteint tout le dispositif de piégeage. Le

nuage se détend à cause de la température transverse des atomes et tombe sous l'effet de la gravité. On laisse évoluer librement les atomes durant un temps $T_{on} = 20 \text{ ms}$. Ce temps correspond à une chute du centre du nuage atomique d'environ 2 mm . On allume alors le quadrupôle en imposant l'intensité du courant dans les bobines à 7.8 A . L'allumage se fait avec une constante de temps τ de 2.6 ms . Le gradient de champ est allumé après les 20 ms de chute libre des atomes. Ces derniers sont soumis au puits de potentiel magnétique. Pour observer le rebond des atomes, on fait l'image de l'évolution temporelle du nuage atomique par pas de 2 ms en utilisant la détection verticale (spatio-temporelle) décrite au paragraphe 3.1.3.3 du chapitre 3.

6.2.2 Résultats

Les images de l'évolution temporelle du nuage atomique sont données à la figure 6.5. Elles représentent la fluorescence des atomes qui est directement proportionnelle au nombre d'atomes effectivement présents. La première image ($t = 0 \text{ ms}$) représente la mélasse optique avant l'arrêt du dispositif de piégeage. L'image à $t = 20 \text{ ms}$ présente le nuage atomique après 20 ms de chute libre, juste avant le branchement du champ quadrupolaire. Les images suivantes sont affichées par intervalle de temps de 10 ms après l'allumage du champ magnétique à $t = 20 \text{ ms}$. On observe clairement deux rebonds du nuage. Le premier est obtenu à environ $t = 100 \text{ ms}$ et le second à $t = 196 \text{ ms}$, ce qui correspond à une période d'oscillation du nuage suivant la direction verticale d'environ 96 ms . Ces valeurs sont en accord avec les valeurs trouvées en utilisant le modèle simple au paragraphe 6.1. En plus des rebonds des atomes, on observe que le nuage est focalisé plusieurs fois dans la direction transverse le long de l'axe Ox . Une analyse quantitative des histogrammes de position des atomes dans cette direction montre que le nuage atomique est focalisé trois fois durant la phase du premier rebond, à $t = 36 \text{ ms}$, $t = 60 \text{ ms}$ et à $t = 82 \text{ ms}$. La différence de signal de fluorescence des atomes observée entre les cinq premières images (de $t = 0 \text{ ms}$ à $t = 50 \text{ ms}$) et les autres vient du fait que avant $t = 50 \text{ ms}$ on détecte non seulement les atomes de $F = 2$, $m = 2$, mais aussi les autres

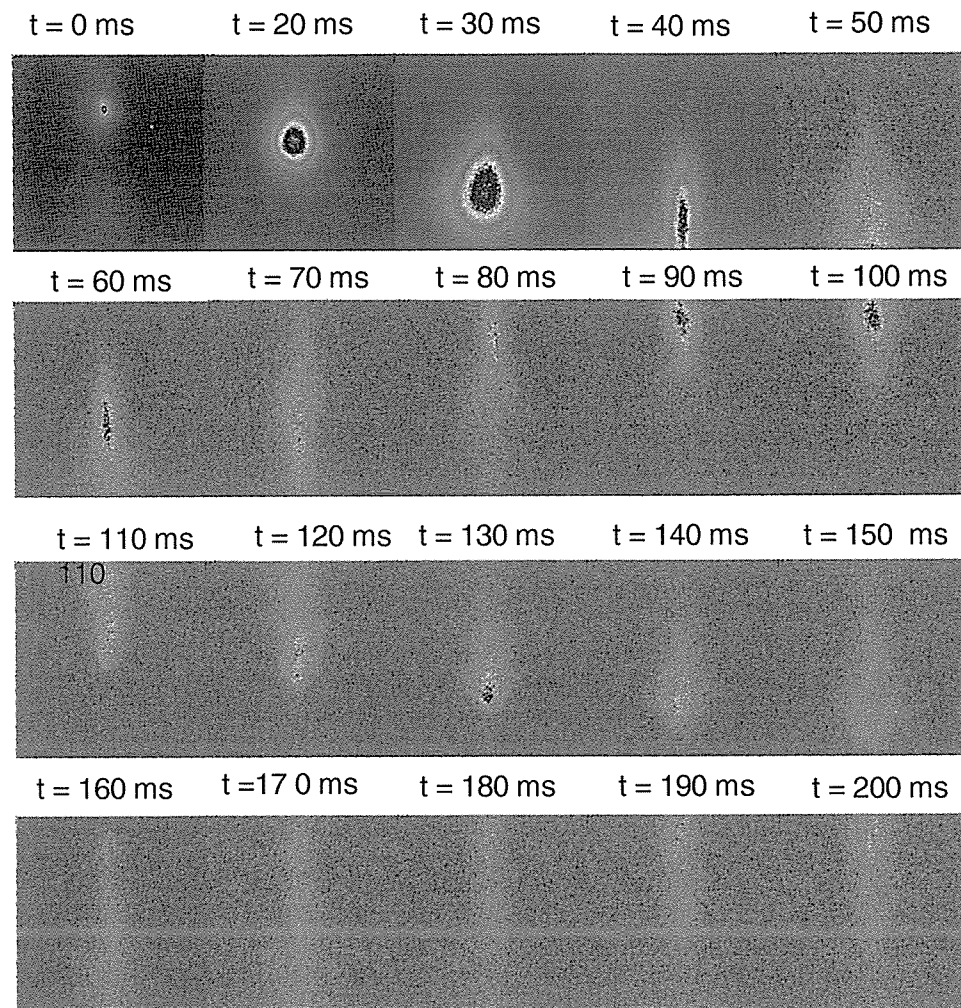


FIG. 6.5: *Série d'images de l'évolution temporelle du nuage atomique dans le dispositif magnétique, enregistrées avec une caméra CCD. L'image à $t = 0$ ms représente la mélasse optique avant l'arrêt du piège. L'image à $t = 20$ ms représente le nuage atomique après une chute libre d'environ 2 mm et juste avant l'allumage du potentiel magnétique. Les autres images sont prises en présence du potentiel magnétique et sont présentées par interval de temps de 10 ms.*

états atomiques ($^2S_{1/2}F = 2$ $m = 1, 0, -1, -2$) qui progressivement sortent de la région de détection car ils ne rebondissent pas. Puis après $t = 50$ ms le nuage atomique réfléchi ne contient que les atomes de $F = 2$, $m = 2$. Les images montrent aussi que le miroir n'est pas parfait et présente des aberrations liées à l'anharmonicité du potentiel. On verra dans un paragraphe suivant comment on pourrait réduire ces aberrations et améliorer le miroir.

6.3 Résultats des calculs numériques et analyse

Dans cette partie on se propose de faire une étude numérique du miroir. On comparera d'abord les résultats expérimentaux avec les résultats numériques du calcul de l'évolution du nuage dans le potentiel $U_{tot}(x, y, z)$ réalisé avec les conditions expérimentales. Ensuite on quantifiera numériquement les aberrations du miroir liées à la forme du potentiel et on donnera une méthode pour réduire ces effets.

6.3.1 Modèle numérique

Le modèle numérique qu'on utilise est similaire à celui utilisé pour le guide (voir chapitre 3). Les positions et les vitesses initiales des atomes sont tirées dans des distributions gaussiennes centrées en zéro. La force appliquée aux atomes dérive du potentiel (total) donnée par la relation (6.7). On déduit les champs utilisés dans le logiciel SIMION en divisant les forces obtenues par la charge q de l'électron ($q = -1.602 \cdot 10^{-19}$). On assimile momentanément dans cette opération le champ magnétique à un champ électrique et l'atome à la charge électronique q mais ayant la masse de l'atome. On rappelle que la force électrique est définie dans le logiciel comme $\vec{F} = q\vec{E}$, et donne donc la force magnétique agissant réellement sur les atomes lorsqu'on exécute le programme de calcul. On rajoute un facteur multiplicatif $((1 - e^{-\frac{t-T_{on}}{\tau}}))$ avec $\tau = 2.6$ ms et $T_{on} = 20$ ms qui est le temps d'allumage du champ magnétique) à l'expression du champ, prenant en compte le retard à l'établissement du champ magnétique. On rajoute également dans la partie de définition des champs, une condition pour l'allumage temporel des champs (T_{on}) et leur

extinction. Cette dernière condition est nécessaire pour démarrer les calculs pour l'atome suivant, sinon l'atome précédent reste piégé indéfiniment dans le potentiel. On effectue les calculs avec 4000 atomes dans $F = 2$, $m = 2$. On obtient les positions et les vitesses des atomes à chaque instant.

6.3.2 Résultats des calculs

Pour visualiser le rebond des atomes et présenter les résultats des calculs comme dans l'expérience, on représente la densité atomique dans un tableau de grilles à partir des résultats des calculs numériques (Fig 6.6). Chaque case du tableau représente un pixel

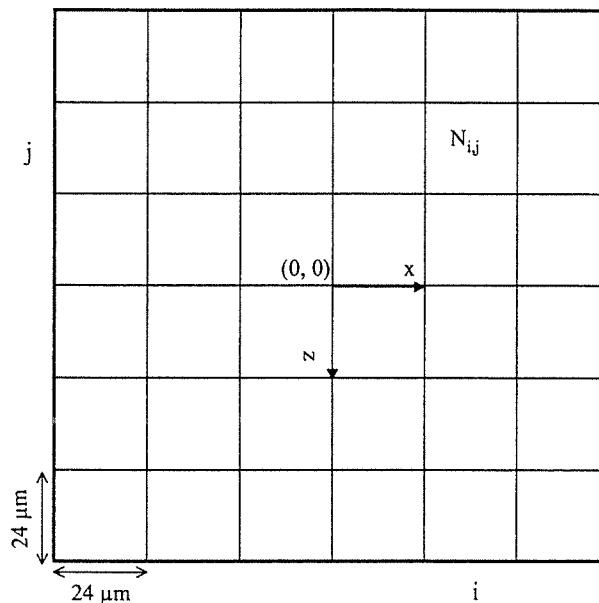


FIG. 6.6: Tableau de grilles pour la représentation de la densité atomique. Chaque case représente un pixel de dimension $24 \mu\text{m} \times 24 \mu\text{m}$ et $N_{i,j}$ est le nombre d'atomes dans la case (i, j) .

de taille $24 \mu\text{m} \times 24 \mu\text{m}$ et la position est repérée par les entiers relatifs non nuls i et j suivant respectivement l'axe horizontal Ox et l'axe vertical Oz orienté vers le bas. Les

atomes dont les positions (x, z) vérifient les relations

$$(i - 1) \times 24 \mu m < x < i \times 24 \mu m$$

$$(j - 1) \times 24 \mu m < z < j \times 24 \mu m$$

pour des valeurs positives de x et z , ou

$$i \times 24 \mu m < x < (i + 1) \times 24 \mu m$$

$$j \times 24 \mu m < z < (j + 1) \times 24 \mu m$$

pour des valeurs négatives de x et z , sont comptés dans la case (i, j) correspondante. $N_{i,j}$ est le nombre total d'atomes comptés dans la case (i, j) . On résout numériquement cet algorithme à l'aide d'un programme qu'on écrit en C++. Cette procédure intègre automatiquement le signal suivant la direction de l'axe Oy comme dans l'expérience. On obtient une matrice de nombres entiers à partir de laquelle on représente la densité atomique avec le logiciel Microcal Origin. Les résultats sont donnés dans la figure 6.7. Les images sont représentées à différents instants par intervalle de temps de 10 ms . Les deux premières images ($t = 10 \text{ ms}$ et $t = 20 \text{ ms}$) correspondent à la chute libre des atomes. Après l'instant $t = 20 \text{ ms}$ le champ magnétique est branché et reste allumé. La densité atomique qu'on obtient est en très bon accord avec les résultats de l'expérience. Le désaccord apparent des cinq premières images (de $t = 10 \text{ ms}$ à $t = 50 \text{ ms}$) est dû au fait que dans la simulation l'on n'a pas considéré les atomes de $m < 2$ qui sont aussi détectés dans l'expérience durant les premières 50 ms de chute. On visualise les deux premiers rebonds du nuage avec plusieurs focalisations transverses ayant lieu aux mêmes instants que dans l'expérience. L'analyse des résultats numériques par le tracé des histogrammes des positions des atomes suivant l'axe vertical Oz (Fig 6.8) montre clairement que le miroir présente des aberrations. On observe une reconstruction du nuage atomique au premier rebond (entre $t = 100 \text{ ms}$ et $t = 110 \text{ ms}$), puis le nuage s'étale continûment au cours du temps. La représentation de l'évolution temporelle de la densité atomique dans l'espace des phases (z, v_z) donne des résultats qui sont en accord avec cette observation et permet de faire une analyse beaucoup plus fine du comportement des atomes dans le puits

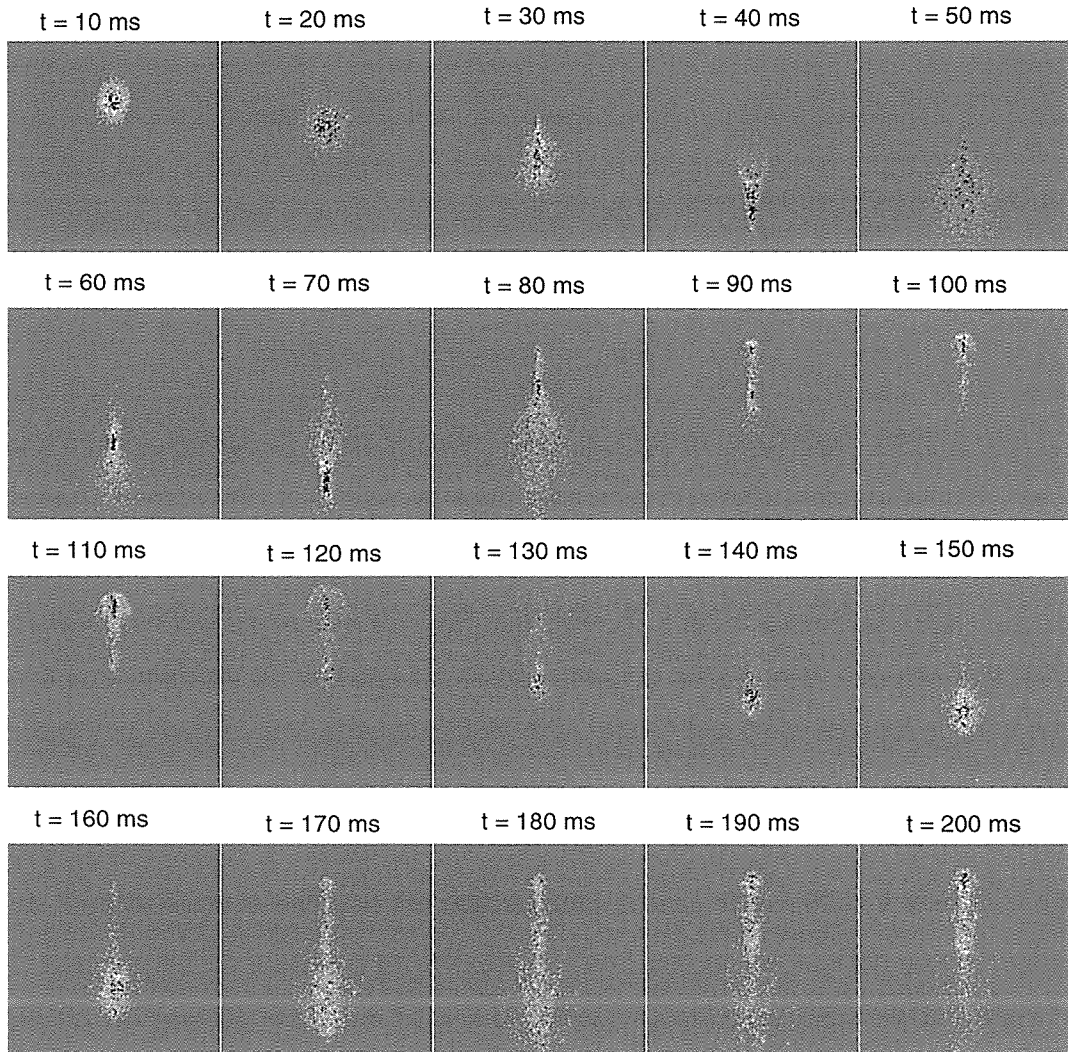
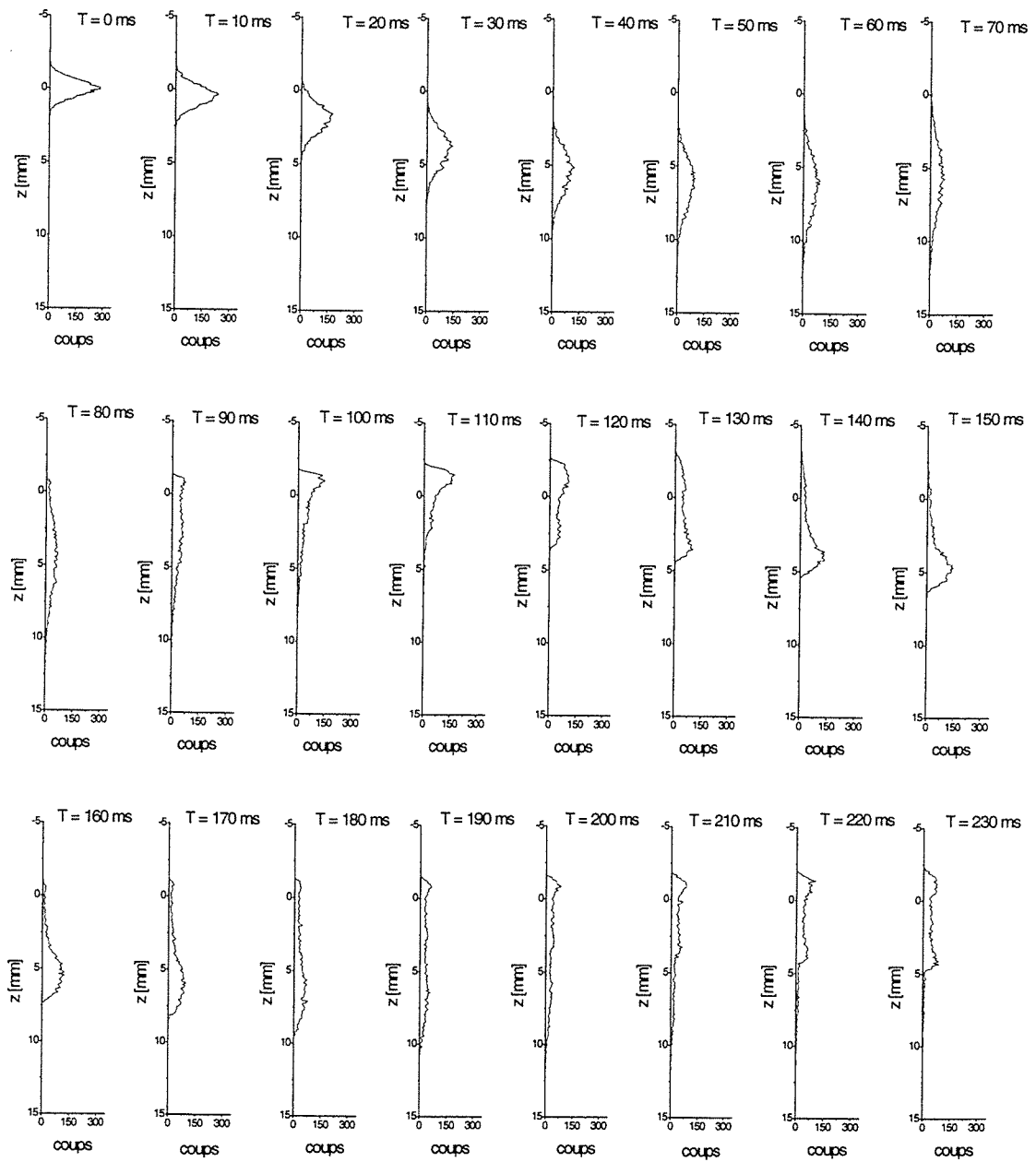


FIG. 6.7: Résultats des *calculs Monte Carlo* de l'évolution temporelle de la densité atomique d'un nuage dans le potentiel magnétique du quadrupôle. Les calculs ont été réalisés pour 4000 atomes tous dans le sous niveau fondamental $^2S_{1/2}F = 2$, $m = 2$. la taille initiale du nuage est de 0.4 mm selon l'axe Ox , de 0.7 mm suivant les axes Oy et Oz , et avec une température de 15 μ k. Le gradient de champ magnétique est de 54.2 Gauss/cm ($I = 7.8$ A).

FIG. 6.8: *Histogrammes des positions des atomes suivant l'axe vertical Oz .*

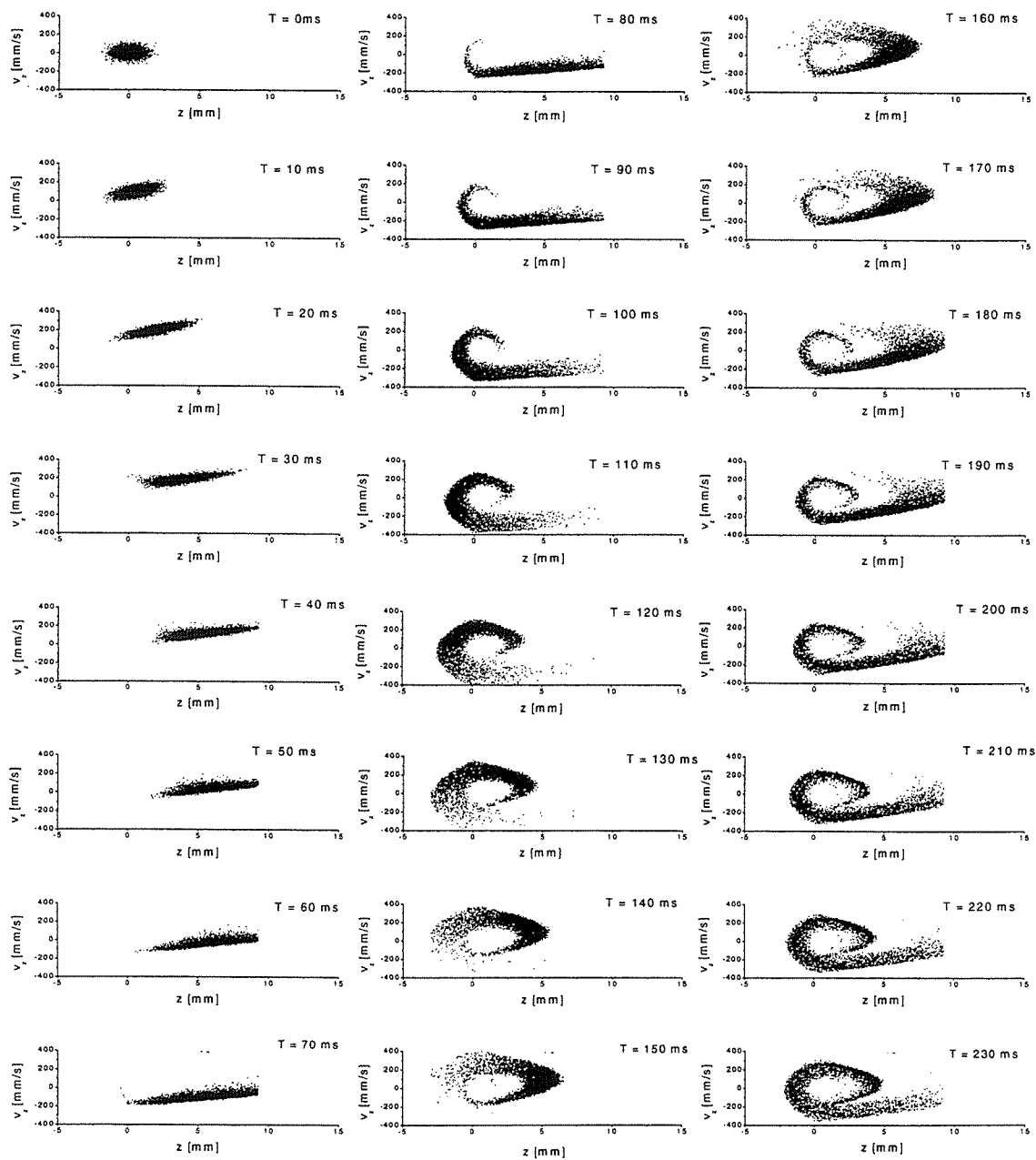


FIG. 6.9: Evolution des atomes au cours du temps dans l'espace des phases (z , v_z) du quadrupôle.

de potentiel (Fig 6.9). On note en effet une dispersion des vitesses des atomes lorsqu'ils passent par le minimum du potentiel au centre du quadrupôle (entre $t = 90 \text{ ms}$ et 100 ms) après le premier rebond du nuage. La dispersion des vitesses des atomes entraîne à son tour une dispersion en position. Après le deuxième rebond du nuage, les deux effets se reproduisent de nouveau dans le même ordre d'apparition que précédemment mais dans une proportion beaucoup plus importante au passage du centre du quadrupôle. Chaque fois que le nuage traverse le centre du quadrupôle, la distribution de vitesse des atomes est élargie et entraîne un étalement des atomes, et réciproquement. Au bout d'un certain nombre de passages (deux ici), on se trouve dans un régime d'oscillation longitudinale très désordonnée des atomes, ce qui crée un étalement complet et une déformation du nuage. On tire de ces analyses que la singularité du potentiel accentue l'effet dispersif de la forme du potentiel sur les distributions des vitesses et des positions des atomes et est la principale source de l'aberration du miroir.

Le tracé des histogrammes de positions des atomes dans les directions horizontales Ox et Oy au cours du temps montre l'effet de la focalisation et de la défocalisation transverse du miroir sur le nuage atomique (Fig 6.10 et 6.11). La focalisation est plus importante et se fait plus souvent selon la direction Ox car le gradient de champ magnétique y est deux fois plus fort que suivant la direction Oy . Les variations de la taille transverse du nuage atomique sont cependant visibles qu'au premier rebond, puis la taille paraît constante. Cet aspect est dû à la dispersion longitudinale des positions des atomes qui empêche la synchronisation des oscillations transverse de l'ensemble du nuage atomique. En effet les fréquences d'oscillations transverse des atomes varient en fonction de la position z des atomes dans le potentiel. Les différences entre ces fréquences seront donc d'autant plus grandes que le nuage est étalé le long de l'axe z , ce qui entraîne en moyenne un mouvement de la taille transverse du nuage qui reste quasi constante. La concavité du potentiel empêche l'étalement transverse des atomes et limite la perte d'atomes après plusieurs rebonds du nuage atomique. Les pertes observées dans l'expérience sont essentiellement dues aux collisions des atomes piégés avec les atomes non piégés de la cellule. Nous n'avons pas quantifié de pertes dues aux transitions de Majorana. D'après les calculs effectués dans

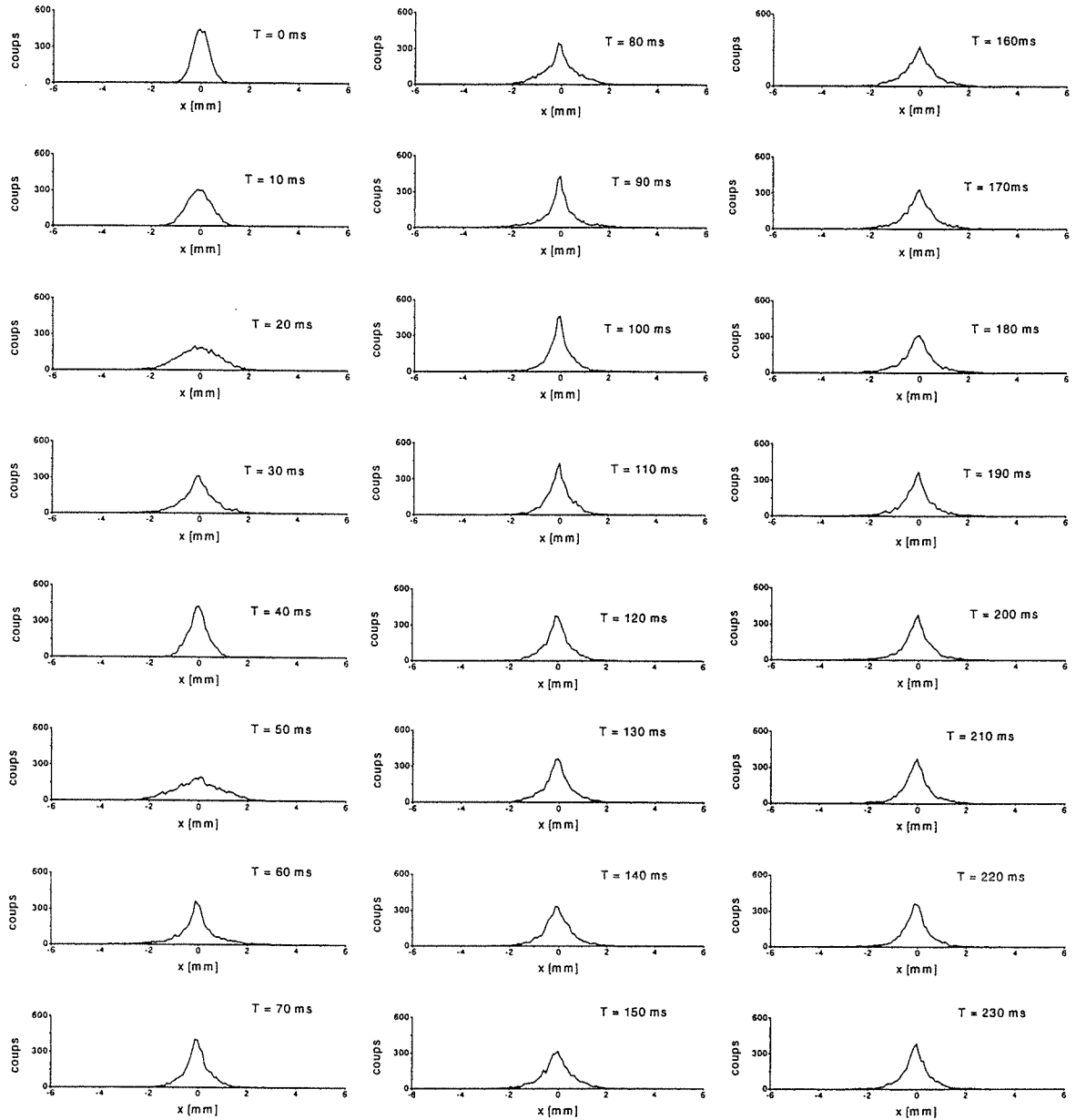
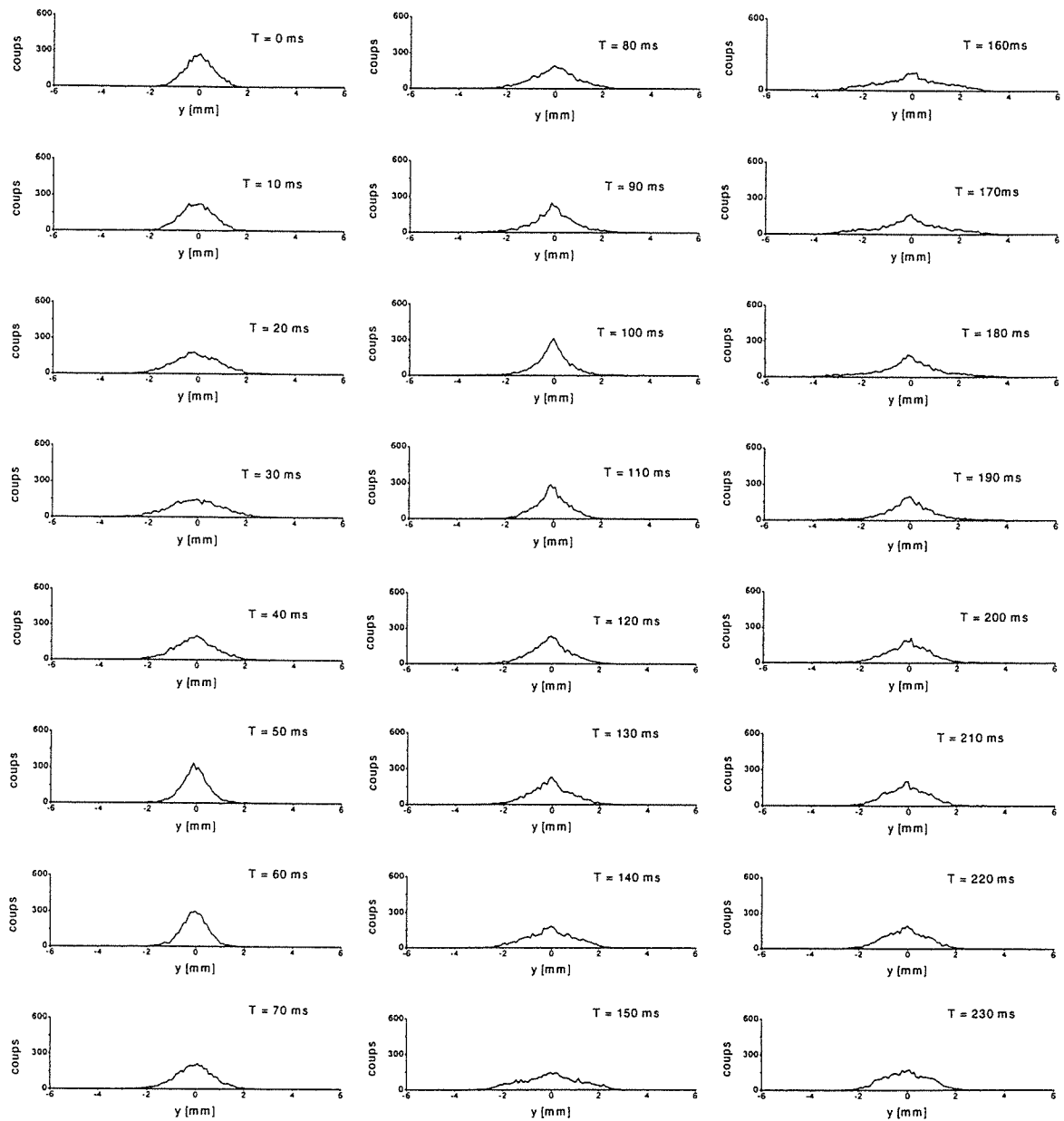


FIG. 6.10: *Histogrammes des positions des atomes suivant l'axe horizontal Ox du quadrupôle.*

FIG. 6.11: Histogrammes des positions des atomes suivant l'axe horizontal Oy .

l'article [90] et dans les conditions de notre expérience, les pertes sont faibles. La distribution transverse des atomes par ailleurs n'a pas tout à fait une forme gaussienne à cause de la forme aiguë du minimum du puits de potentiel.

6.3.3 Aberrations du miroir

Nous avons vu au paragraphe précédent qu'à cause de la forme du potentiel magnétique et de sa singularité, la dispersion en position et en vitesse des atomes du nuage initial créent une déformation du nuage après son rebond. Les aberrations que présente le miroir sont donc de nature géométrique et de nature chromatique liée à la forme du potentiel.

On se propose dans ce paragraphe d'étudier l'effet du miroir sur le nuage atomique en fonction des caractéristiques initiales du nuage.

6.3.3.1 Aberration géométrique

Pour estimer l'effet de l'aberration géométrique sur le nuage atomique, on effectue les calculs numériques avec des atomes de vitesse initiale nulle. On dispose donc au départ d'une source atomique idéalement monochromatique. On prend un gradient de champ de 69.5 Gauss/cm ($I = 10A$). On suppose par ailleurs que l'allumage du champ magnétique se fait instantanément. On trace à partir des résultats des calculs la distribution des atomes suivant les trois directions de l'espace (Fig 6.12 , 6.14 et 6.15). On obtient trois rebonds (à $t = 70, 140$ et 210 ms) du nuage sur la même durée d'observation ($t = 0 \text{ ms}$ à 240 ms) car le gradient de champ choisi est plus fort que dans l'expérience et les atomes oscillent plus vite dans le puits de potentiel. L'étalement des atomes suivant la direction verticale survient au deuxième passage du nuage au centre du quadrupôle après le deuxième rebond des atomes ($t > 140 \text{ ms}$). Le nuage est successivement focalisé et défocalisé transversalement. On trace également l'évolution temporelle des atomes dans l'espace des phases (z, v_z) (Fig 6.13). La figure 6.13 montre clairement que lorsque les atomes passent par le centre du quadrupôle (à $t \simeq 60, 120, 190 \text{ ms}$), la singularité du potentiel élargit la distribution de vitesse des atomes, qui en retour élargit aussi la dis-

tribution des positions des atomes, ainsi de suite. A cause de la dispersion initiale des positions des atomes, le nuage atomique est déformé après quelques rebonds sur le miroir. Le miroir présente donc une aberration géométrique.

6.3.3.2 Aberration chromatique

On réalise l'étude de l'aberration chromatique du miroir, en effectuant les calculs numériques avec des atomes ayant tous la même position initiale $x = y = z = 0$ au centre du quadrupôle. On dispose donc au départ d'une source atomique ponctuelle à une température T qu'on prend égale à $10 \mu K$ et qui correspond à une dispersion initiale des vitesses des atomes de ^{87}Rb de 30 mm/s . On garde le gradient de champ à 69.5 Gauss/cm ($I = 10 \text{ A}$). L'analyse des résultats sont données par le tracé de la distribution des positions des atomes suivant les trois directions de l'espace à partir des résultats des calculs est donné dans les figures 6.16, 6.18 et 6.19. On observe également trois rebonds du nuage atomique mais son étalement se fait dès le premier passage du centre du quadrupôle ($t = 70 \text{ ms}$) après le premier rebond contrairement à l'aberration géométrique qui étale le nuage à son deuxième passage. La dispersion de vitesse initiale des atomes additionnée à la dispersion introduite par la singularité du potentiel suffit à étaler le nuage dès le premier passage du centre du quadrupôle (Fig 6.17). Il apparaît donc que l'aberration chromatique a un effet plus important que l'aberration géométrique sur le nuage atomique. Le nuage est toujours successivement focalisé et défocalisé transversalement.

6.3.4 Amélioration du miroir : quadrupôle et champ tournant

On a montré dans le paragraphe précédent que le miroir présentait des aberrations géométrique et chromatique liées principalement à la singularité du puits de potentiel au centre du quadrupôle. Si on supprime la singularité du potentiel en le rendant harmonique au voisinage du centre du quadrupôle, on peut espérer réduire considérablement les aberrations du miroir. Plusieurs techniques expérimentales permettent de réaliser cette transformation du potentiel. En ajoutant par exemple au champ du quadrupôle un champ

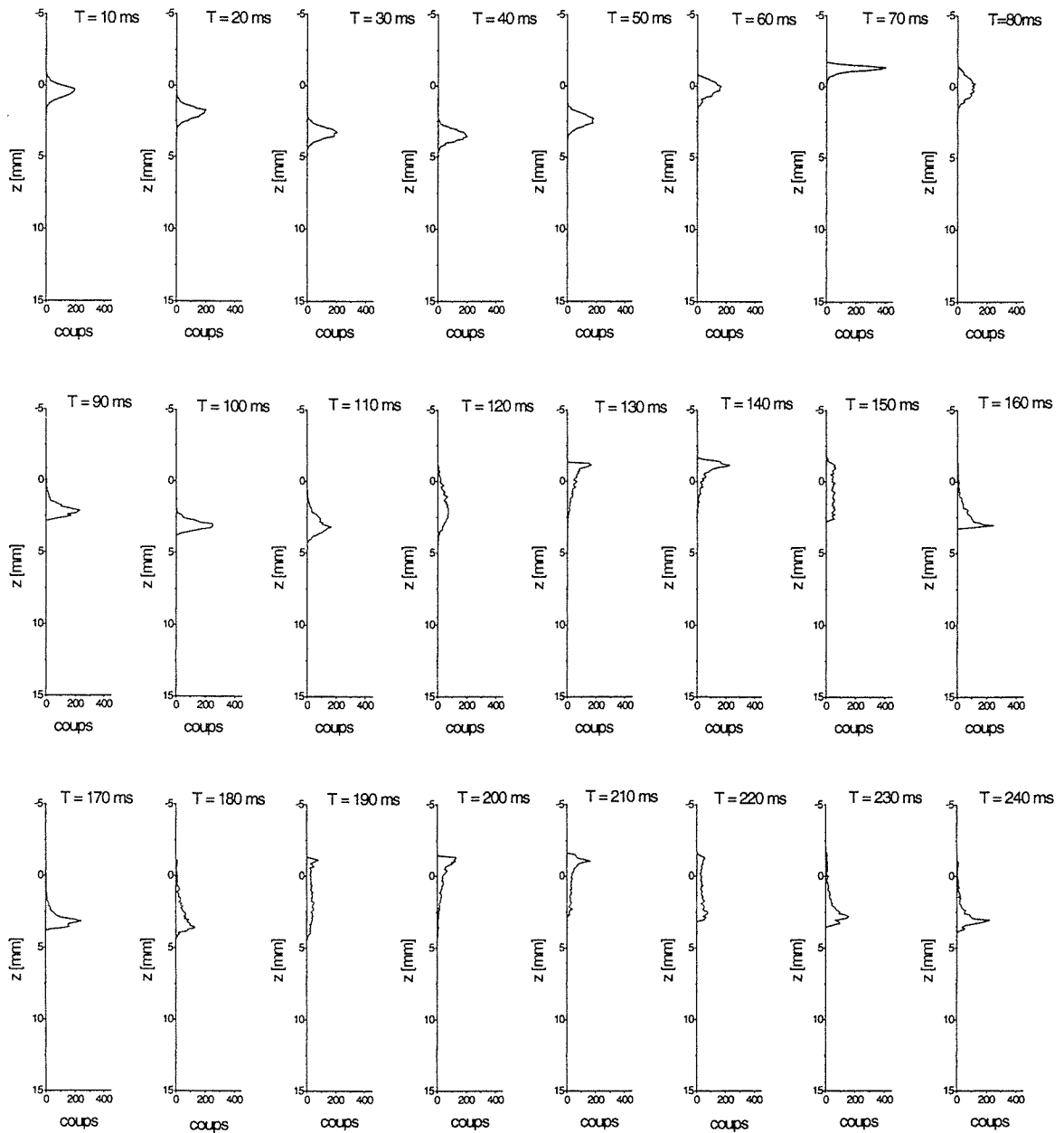


FIG. 6.12: *Histogrammes des positions des atomes suivant l'axe vertical Oz . Calculs avec 2000 atomes de vitesse initiale nulle et un gradient de champ de 69.5 Gauss/cm ($I = 10$ A). On considère un nuage sphérique de largeur 0.4 mm.*

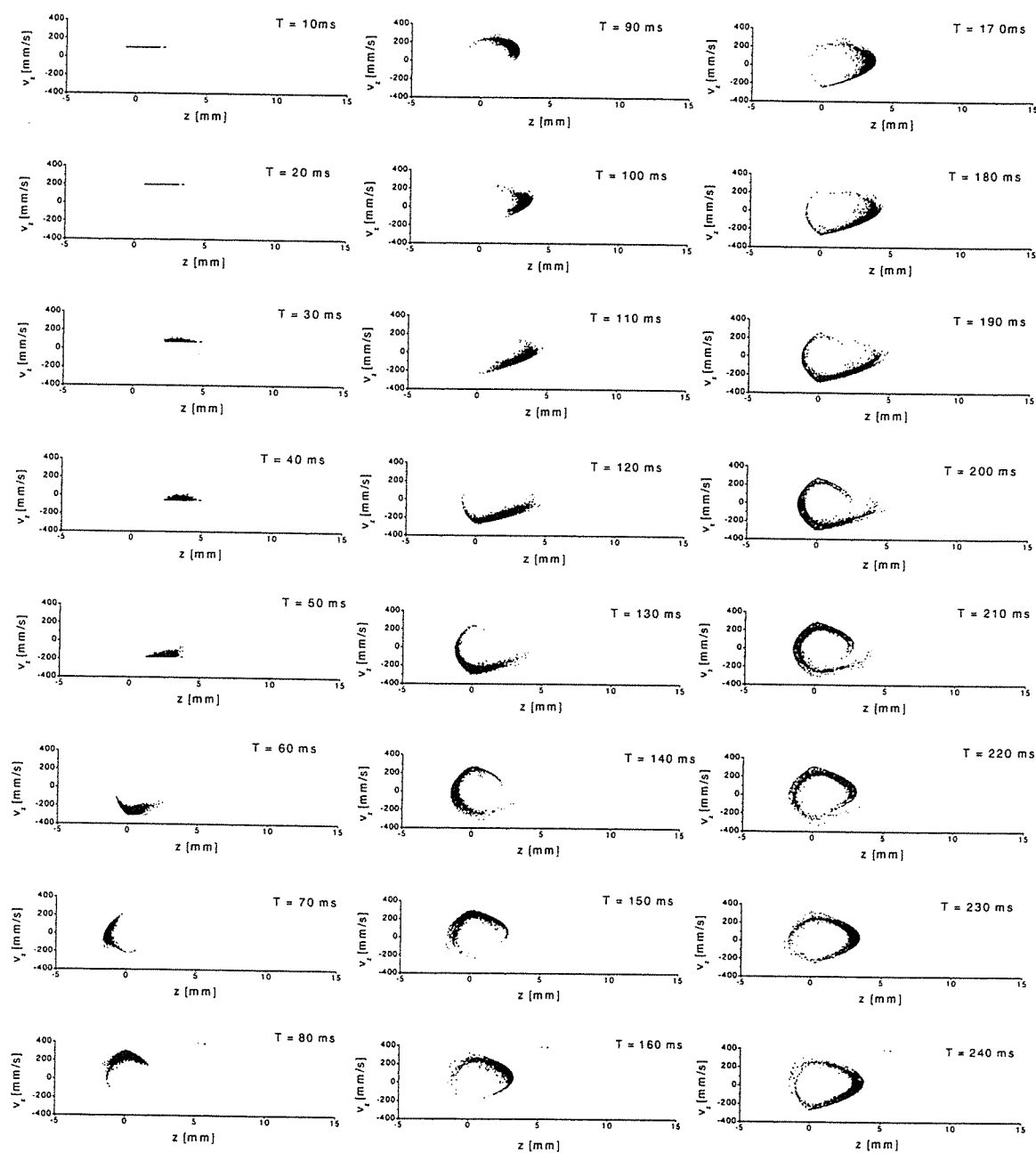


FIG. 6.13: *Evolution des atomes au cours du temps dans l'espace des phases (z, v_z) du quadropôle. Calculs avec 2000 atomes de vitesse initiale nulle et un gradient de champ de 69.5 Gauss/cm ($I = 10$ A). On considère un nuage sphérique de largeur 0.4 mm.*

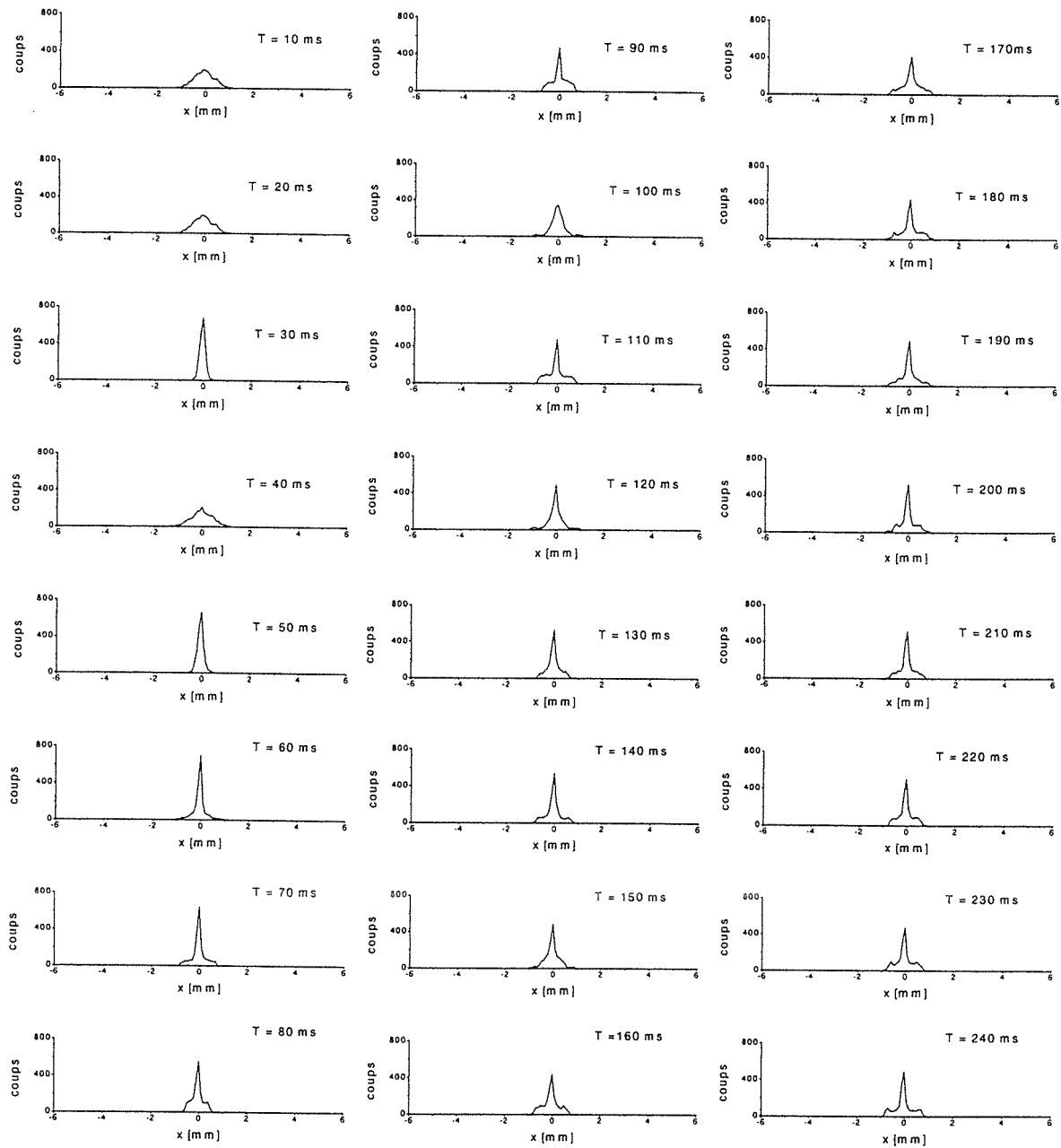


FIG. 6.14: *Histogrammes des positions des atomes suivant l'axe horizontal Ox du quadrupôle. Calculs avec 2000 atomes de vitesse initiale nulle et un gradient de champ de 69.5 Gauss/cm ($I = 10$ A). On considère un nuage sphérique de largeur 0.4 mm.*

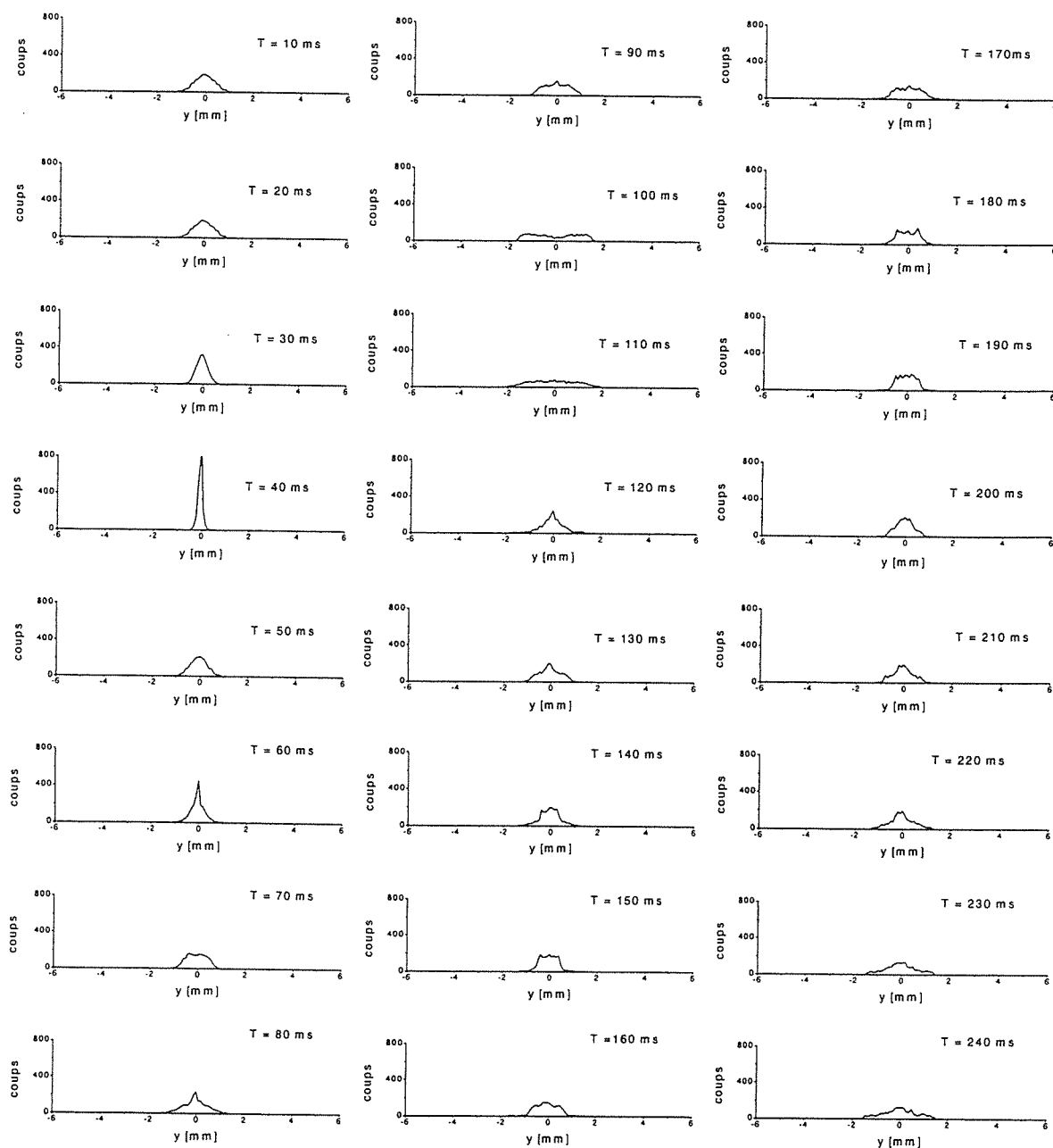


FIG. 6.15: Histogrammes des positions des atomes suivant l'axe horizontal Oy . Calculs avec 2000 atomes de vitesse initiale nulle et un gradient de champ de 69.5 Gauss/cm ($I = 10$ A). On considère un nuage sphérique de largeur 0.4 mm.

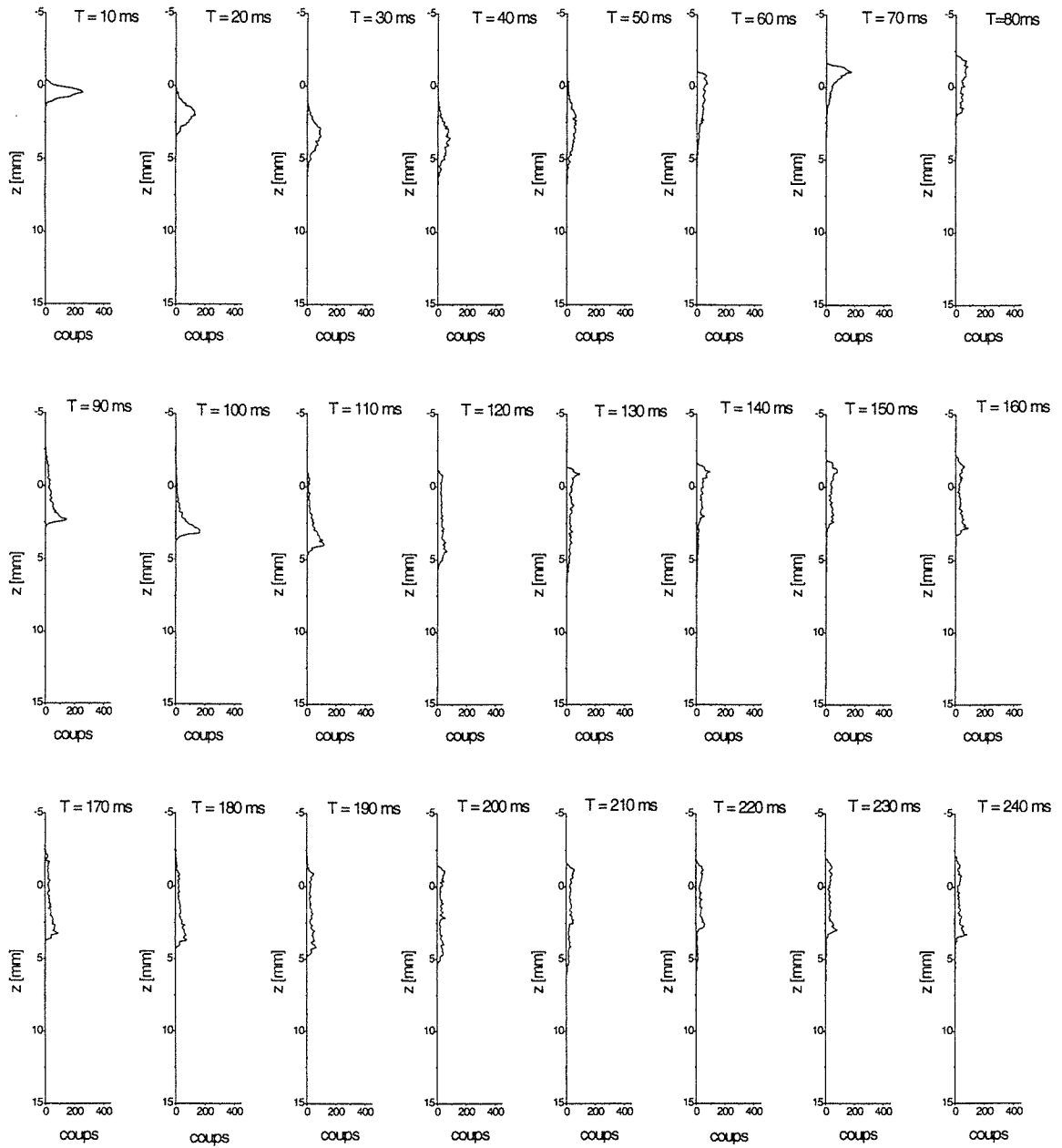


FIG. 6.16: *Histogrammes des positions des atomes suivant l'axe vertical $0z$. Calculs avec 2000 atomes à la température de $10 \mu\text{K}$ et de position initiale $x = y = z = 0$. Le gradient de champ est de 69.5 Gauss/cm ($I = 10 \text{ A}$).*

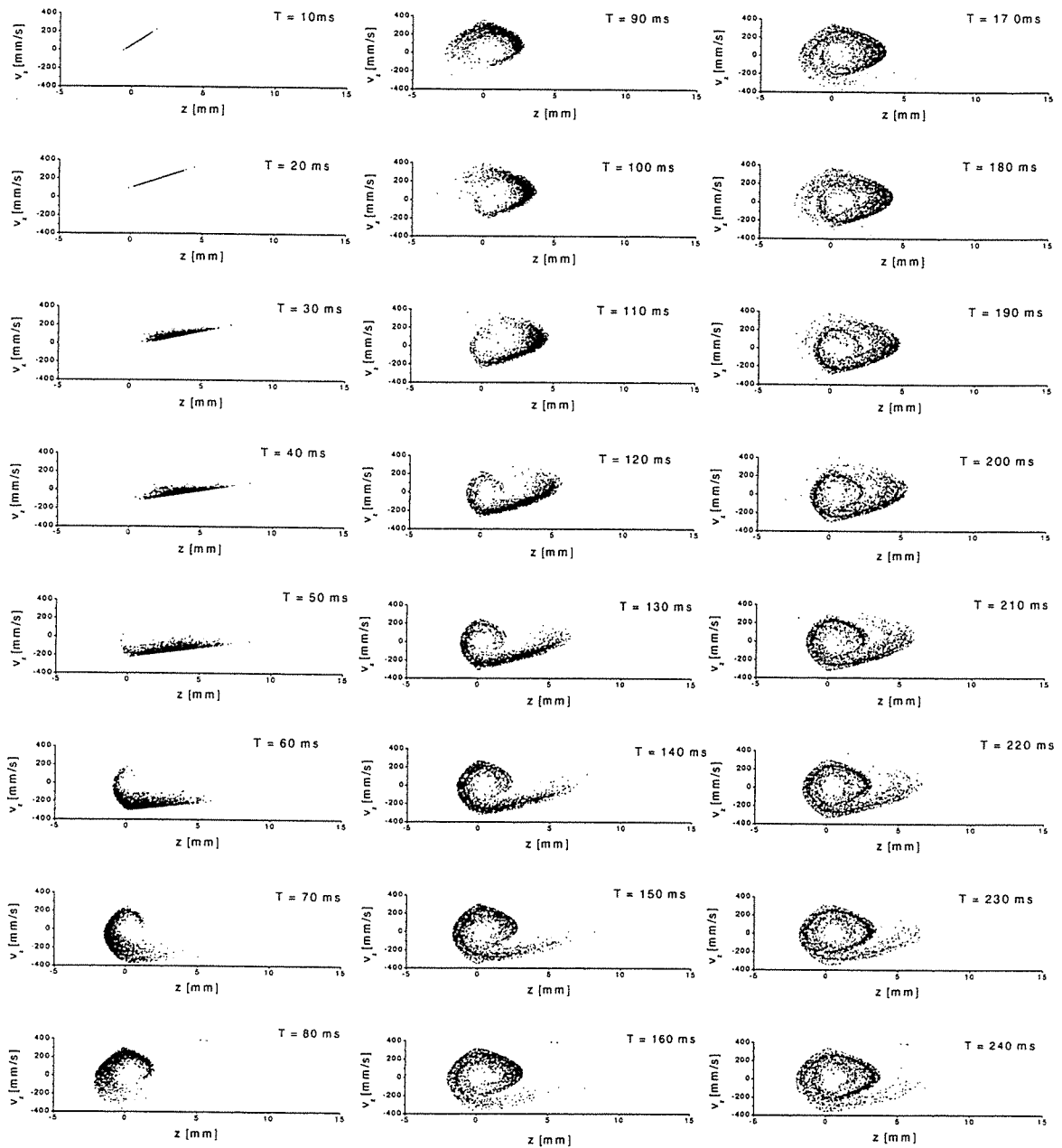


FIG. 6.17: *Evolution des atomes au cours du temps dans l'espace des phases (z, v_z) du quadrupôle. Calculs avec 2000 atomes à la température de $10 \mu\text{K}$ et de position initiale $x = y = z = 0$. Le gradient de champ est de 69.5 Gauss/cm ($I = 10 \text{ A}$).*

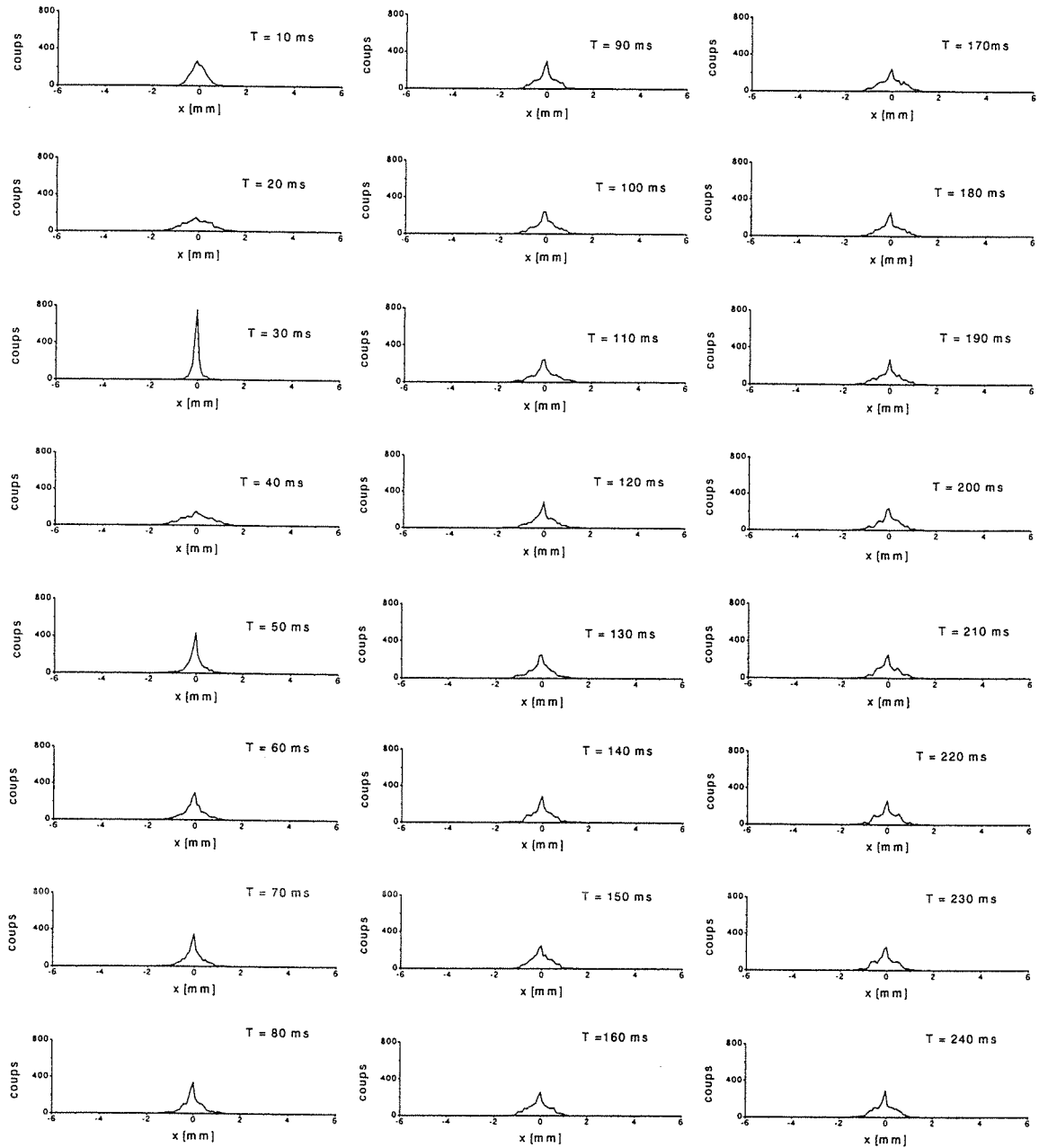


FIG. 6.18: *Histogrammes des positions des atomes suivant l'axe horizontal Ox du quarupôle. Calculs avec 2000 atomes à la température de $10 \mu\text{K}$ et de position initiale $x = y = z = 0$. Le gradient de champ est de 69.5 Gauss/cm ($I = 10 \text{ A}$).*

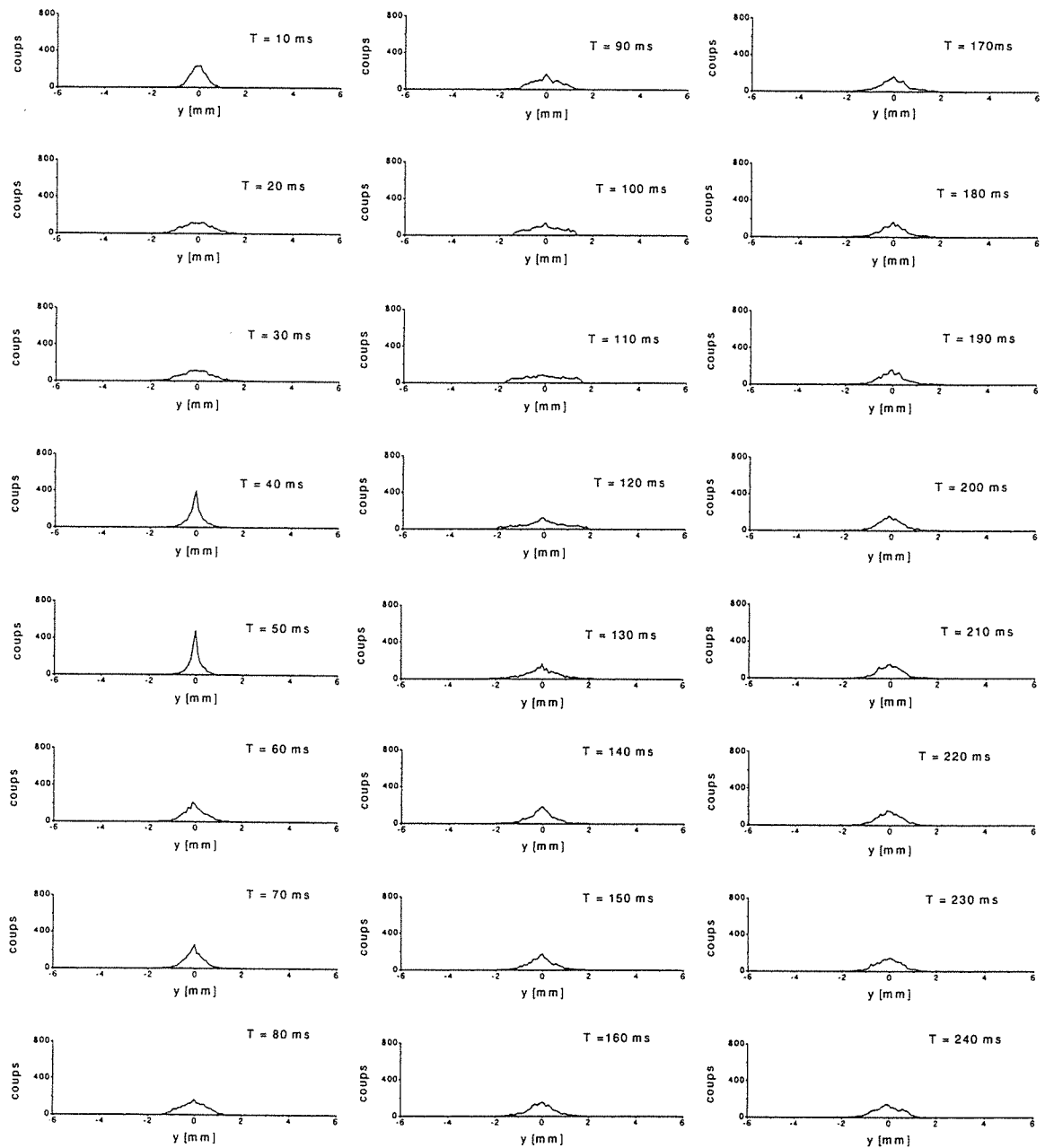


FIG. 6.19: Histogrammes des positions des atomes suivant l'axe horizontal Oy . Calculs avec 2000 atomes à la température de $10 \mu\text{K}$ et de position initiale $x = y = z = 0$. Le gradient de champ est de 69.5 Gauss/cm ($I = 10 \text{ A}$).

magnétique constant, on parvient à rendre harmonique le potentiel quadrupolaire sur une certaine dimension à partir du centre du quadrupôle. La dimension de la région où le potentiel est harmonique est fonction de l'amplitude du champ magnétique ajouté. Cette méthode a pour inconvénient dans le dispositif du miroir, de déplacer la position du zéro du champ résultant du quadrupôle et donc de déplacer la position du minimum du puits de potentiel du centre du quadrupôle. Une autre technique consiste à ajouter au champ magnétique du quadrupôle un champ magnétique tournant à une vitesse très inférieure à la précession des atomes [58]. Contrairement à la méthode précédente ce champ ne déplace pas le minimum du puits de potentiel en moyenne du centre du quadrupôle et le rend non nul. On se propose donc d'étudier sur l'amélioration du miroir à partir de cette technique.

On donnera d'abord la nouvelle expression du potentiel ainsi modifié. Puis on présentera les analyses des calculs numériques réalisés avec ce potentiel .

6.3.4.1 Potentiel d'interaction

On suppose que le champ tournant se trouve dans le plan yOz perpendiculaire à l'axe Ox du quadrupôle et que ses composantes B'_x et B'_y sont définies comme :

$$\begin{aligned} B'_y &= B_0 \cdot \cos(\Omega t) \\ B'_z &= B_0 \cdot \sin(\Omega t) \end{aligned} \quad (6.12)$$

où B_0 l'amplitude du champ est une constante et Ω est sa fréquence de rotation. Le champ magnétique total au voisinage du centre du quadrupôle s'écrit en coordonnées cartésiennes :

$$\vec{B} = bx \vec{e}_x + (B_0 \cdot \cos(\Omega t) - \frac{1}{2}by) \vec{e}_y + (B_0 \cdot \sin(\Omega t) - \frac{1}{2}bz) \vec{e}_z. \quad (6.13)$$

Le potentiel d'interaction U_{int} d'un atome de moment magnétique μ avec ce champ s'écrit :

$$U_{int} = \mu \sqrt{(bx)^2 + (B_0 \cdot \cos(\Omega t) - \frac{1}{2}by)^2 + (B_0 \cdot \sin(\Omega t) - \frac{1}{2}bz)^2}. \quad (6.14)$$

Le développement de l'expression du potentiel donne :

$$U_{int} = \mu \sqrt{B_0^2 + (bx)^2 - byB_0 \cdot \cos(\Omega t) - bzB_0 \cdot \sin(\Omega t) + \frac{1}{4}(by)^2 + \frac{1}{4}(bz)^2}. \quad (6.15)$$

Si $B_0 \gg bx, by$ et bz , un développement limité de la formule (6.15) jusqu'à l'ordre 2 puis moyennée sur une période du champ tournant ($T = \frac{2\pi}{\Omega}$) s'écrit :

$$U_{int} = \mu B_0 + \frac{\mu b^2}{16B_0}(8x^2 + y^2 + z^2). \quad (6.16)$$

Sous cette condition, le potentiel est harmonique et son minimum au centre du quadrupôle n'est plus nul mais égal à μB_0 . Sa pulsation selon l'axe 0x $\omega_x = \sqrt{\frac{|\mu|b^2}{MB_0}}$ est différente de celles selon les axes 0y et 0z qui sont égales : $\omega_y = \omega_z = \sqrt{\frac{|\mu|b^2}{8MB_0}}$. Ces résultats sont valables sous deux conditions. D'une part la fréquence de rotation du champ tournant $\frac{\Omega}{2\pi}$ doit être très supérieure aux fréquences $\frac{\omega_x}{2\pi}$, $\frac{\omega_y}{2\pi}$ et $\frac{\omega_z}{2\pi}$ des atomes dans le puits de potentiel afin de produire un potentiel moyenné dans le temps pour les atomes. D'autre part, la fréquence de rotation du champ tournant doit être très faible par rapport à la fréquence de Larmor des atomes ($\frac{\omega_L}{2\pi} = \frac{|\mu|B_0}{h}$) pour qu'ils ne se découplent pas du champ magnétique total.

Pour rendre harmonique le potentiel magnétique sur une distance de 1 mm à partir du centre du quadrupôle dans les conditions de l'expérience ($b = 54.2 \text{ Gauss/cm}$ pour $I = 7.8 \text{ A}$), il faut appliquer un champ magnétique tournant d'amplitude $B_0 \gg 5.42 \text{ Gauss}$.

6.3.4.2 Résultats des calculs

On réalise une étude quantitative de l'amélioration du miroir par des calculs numériques avec un nuage atomique de distribution gaussienne (rayon à $1/e^2$ de 0.4 mm) à une température de $10 \mu K$ On utilise l'expression initiale du potentiel quadrupolaire plus le champ tournant (6.14) sans faire d'approximation harmonique. Puis on fait varier l'amplitude du champ tournant B_0 par pas de 7 Gauss . On prend une fréquence de rotation $\frac{\Omega}{2\pi} \simeq 10^3 \text{ Hz}$. Cette procédure d'analyse nous permet d'observer l'évolution de l'amélioration du miroir et d'estimer la valeur de B_0 à partir de laquelle le miroir est sensiblement

amélioré. Les résultats des calculs sont données dans les figures 6.20, 6.21, 6.22 et 6.23 pour la distribution des atomes suivant l'axe vertical. On trouve que les atomes sont de moins en moins étalés lorsqu'on augmente l'amplitude du champ tournant. Il apparaît une nette amélioration du miroir pour $B_0 = 14 \text{ Gauss}$ qui correspond à une harmonicité du potentiel sur une distance d'environ $500 \mu\text{m}$ à partir du centre du quadrupôle. Le tracé de la distribution des atomes dans l'espace des phases (z, v_z) montre bien que le potentiel a un effet beaucoup moins dispersif sur la distribution de vitesse des atomes à partir de cette valeur du champ (Fig 6.24, 6.25, 6.26 et 6.27), ce qui diminue l'étalement et la déformation du nuage après plusieurs passages au centre du quadrupôle. Ces résultats montrent que la brusque rupture de pente du potentiel au centre du quadrupôle est essentiellement à l'origine de l'élargissement de la distribution de vitesse des atomes conduisant à l'étalement du nuage. Un léger amortissement de cette rupture de pente suffit à réduire considérablement son effet dispersif sur les atomes. On obtient aussi une amélioration de la distribution transverse des atomes qui présente une forme plus gaussienne avec les effets plus visibles de la focalisation et de la défocalisation du nuage atomique suivant les directions $0x$ (Fig.6.28, 6.29, 6.30 et 6.31) et $0y$ (Fig 6.32, 6.33, 6.34 et 6.35). La reconstruction du nuage atomique est de plus en plus tardive lorsque l'amplitude B_0 du champ tournant augmente car les fréquences d'oscillations des atomes dans le potentiel sont inversement proportionnelles à $\sqrt{B_0}$.

6.4 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre un moyen simple et souple pour faire rebondir les atomes d'une mélasse optique. Le dispositif utilise le champ magnétique pulsé d'un quadrupôle. On a observé deux rebonds. Le rebond du nuage atomique s'accompagne de la reconstruction du nuage initial due à la forme concave du potentiel magnétique. Le deuxième avantage de la concavité du miroir est qu'elle limite ses pertes après les rebonds successifs des atomes. La principale propriété de ce miroir est la possibilité de modifier le courant des bobines et donc ses caractéristiques. Néanmoins le potentiel magnétique

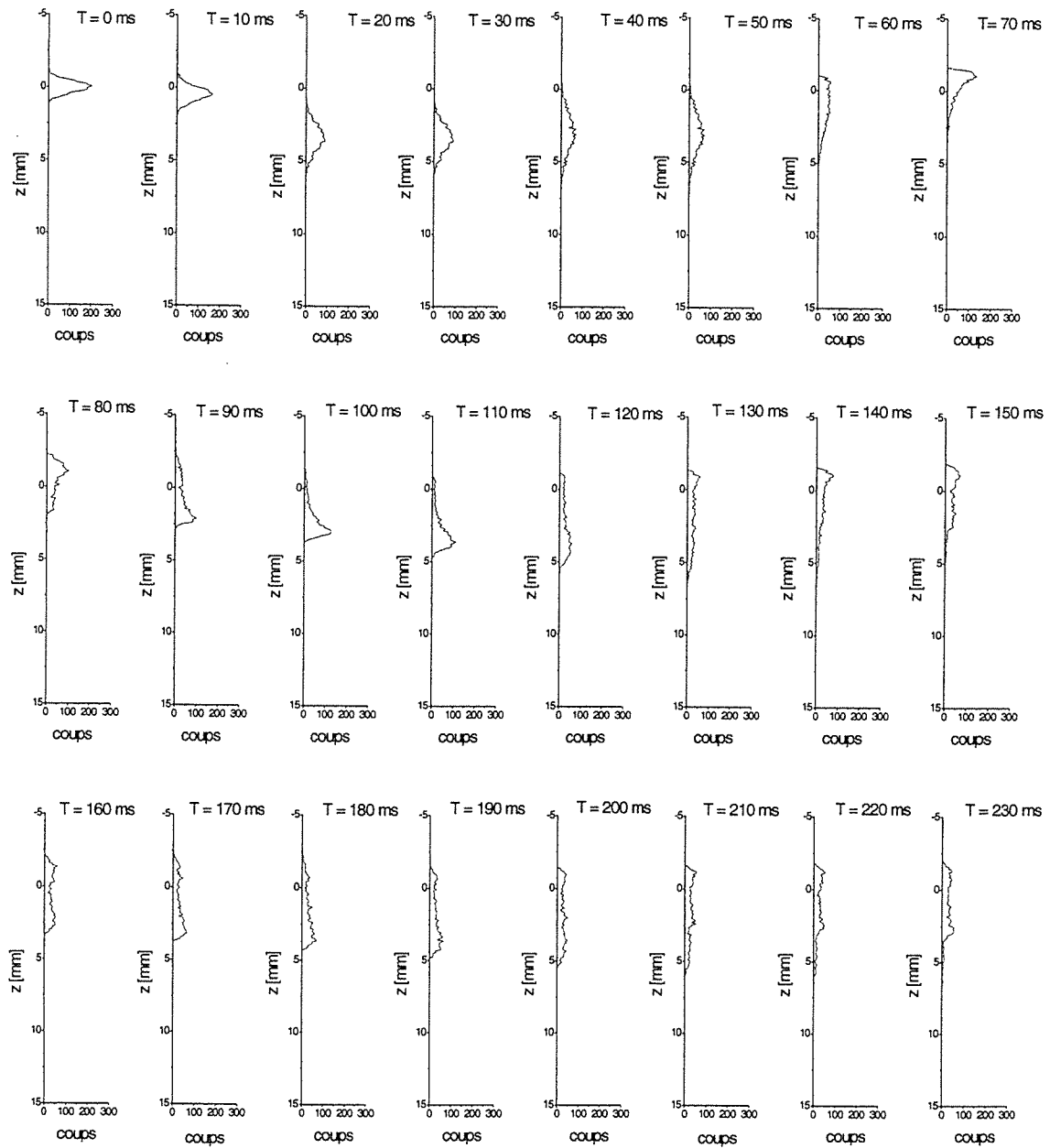


FIG. 6.20: *Histogrammes des positions des atomes suivant l'axe vertical Oz dans le champ quadrupolaire plus un champ tournant. Calculs avec 2000 atomes à la température de $10 \mu\text{K}$. Le gradient de champ est de 69.5 Gauss/cm ($I = 10 \text{ A}$) et l'amplitude du champ tournant $B_0 = 0 \text{ Gauss}$.*

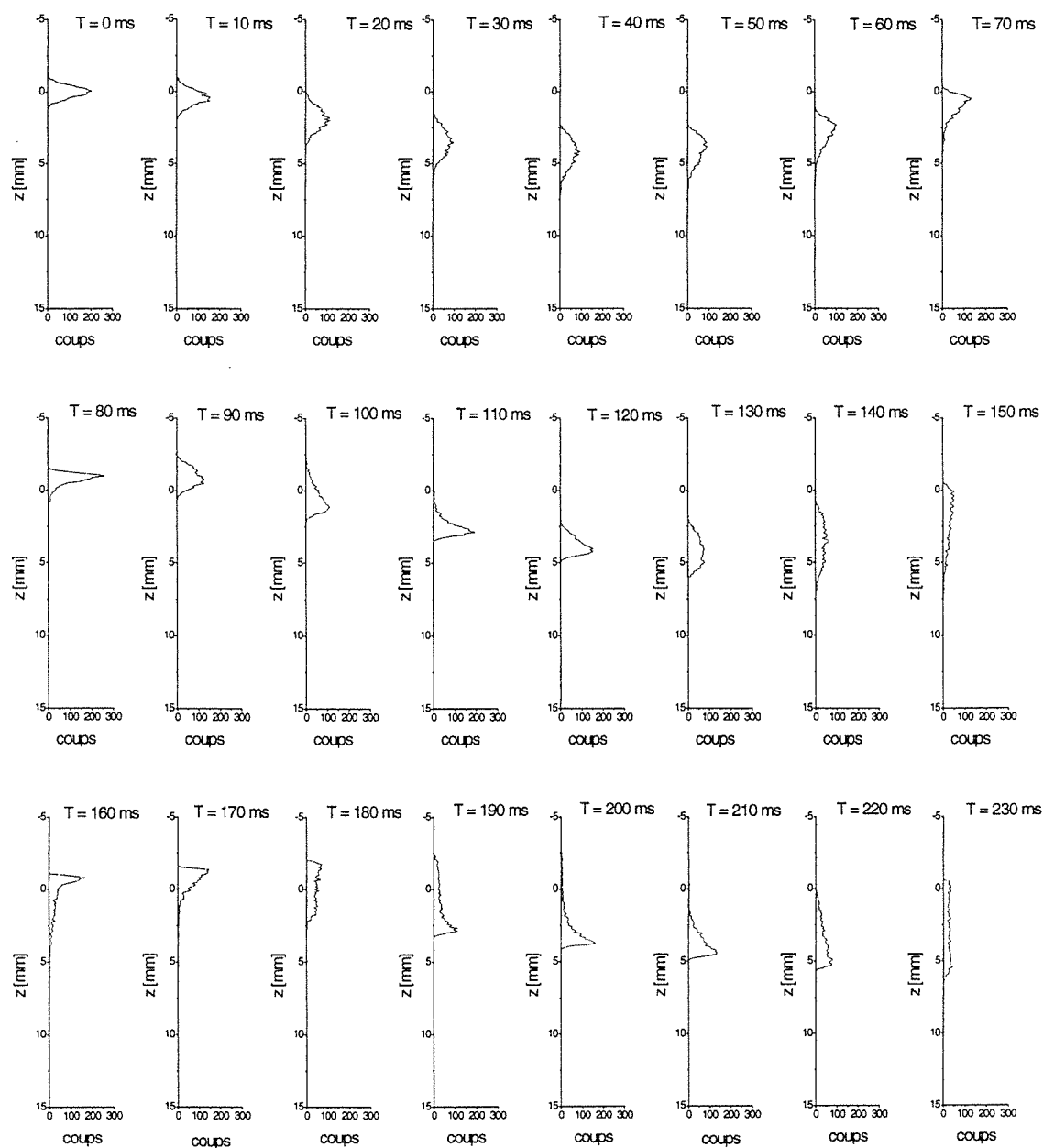


FIG. 6.21: Histogrammes des positions des atomes suivant l'axe vertical Oz dans le champ quadrupolaire plus un champ tournant. Calculs avec 2000 atomes à la température de $10 \mu\text{k}$. Le gradient de champ est de 69.5 Gauss/cm ($I = 10 \text{ A}$) et l'amplitude du champ tournant $B_0 = 7 \text{ Gauss}$ avec une fréquence de 1.6 KHz .

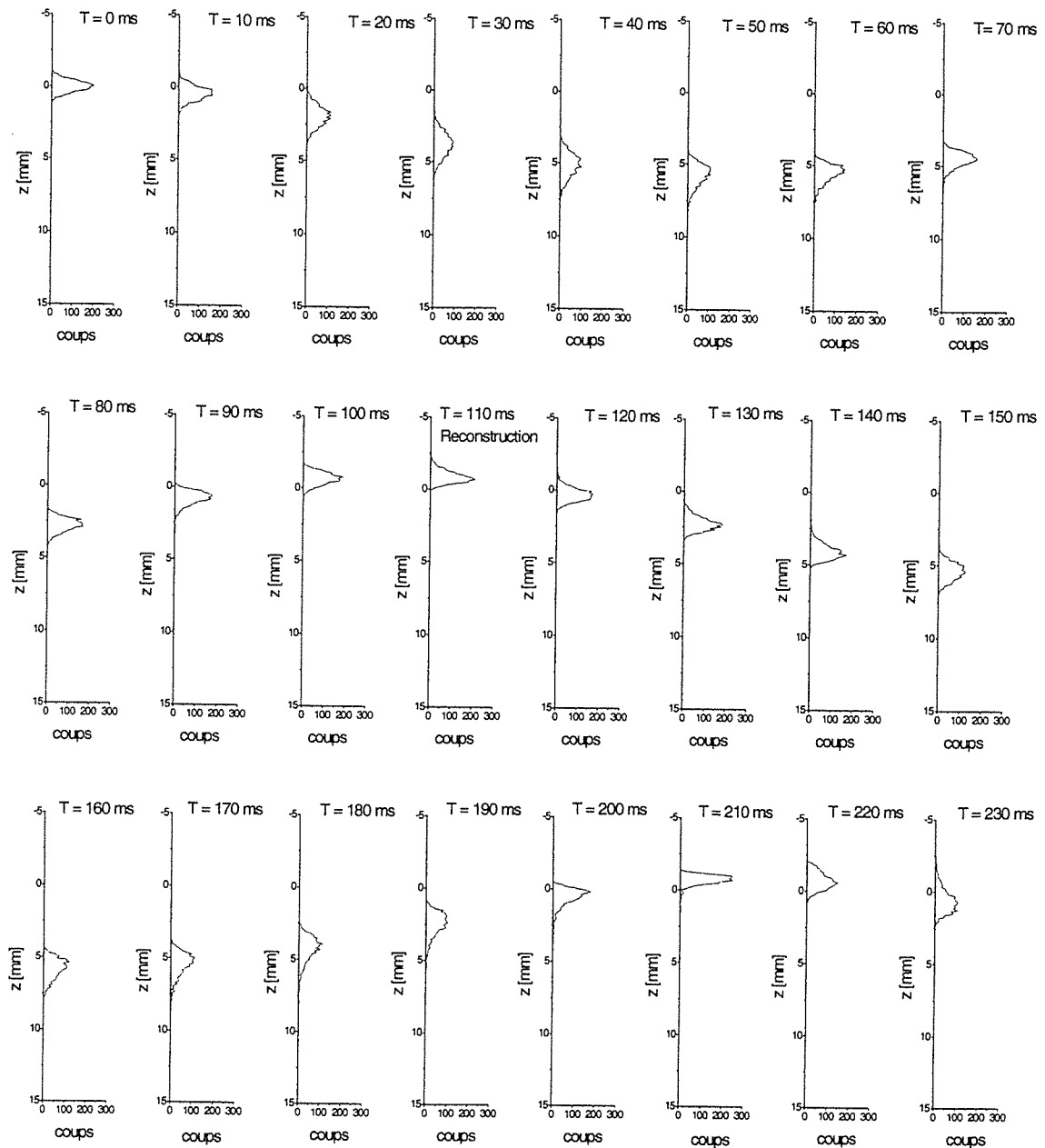


FIG. 6.22: *Histogrammes des positions des atomes suivant l'axe vertical Oz dans le champ quadrupolaire plus un champ tournant. Calculs avec 2000 atomes à la température de $10 \mu\text{k}$. Le gradient de champ est de 69.5 Gauss/cm ($I = 10 \text{ A}$) et l'amplitude du champ tournant $B_0 = 14 \text{ Gauss}$ avec une fréquence de 1.6 KHz .*

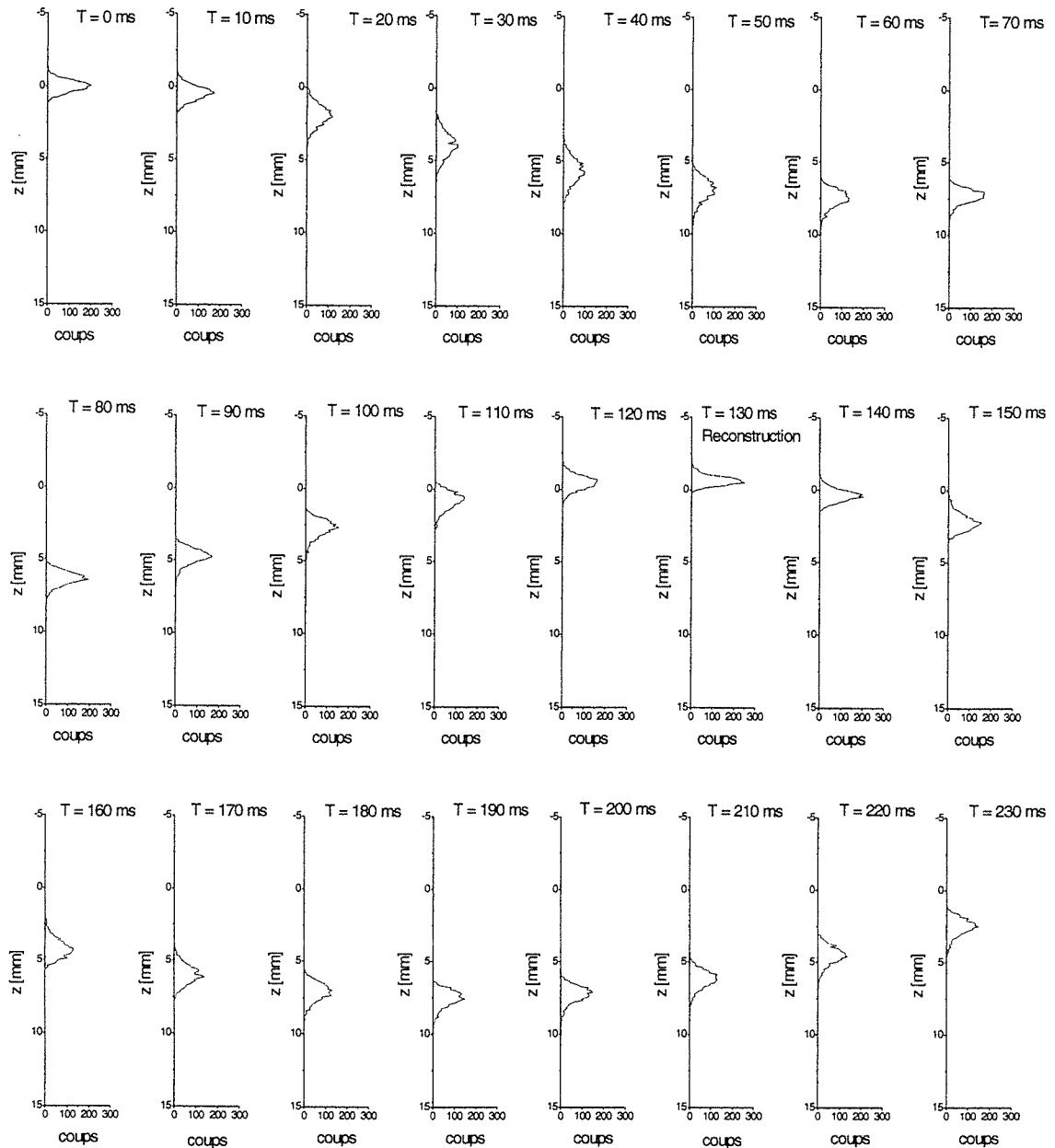


FIG. 6.23: Histogrammes des positions des atomes suivant l'axe vertical Oz dans le champ quadrupolaire plus un champ tournant. Calculs avec 2000 atomes à la température de $10 \mu\text{k}$. Le gradient de champ est de 69.5 Gauss/cm ($I = 10 \text{ A}$) et l'amplitude du champ tournant $B_0 = 21 \text{ Gauss}$ avec une fréquence de 1.6 KHz .

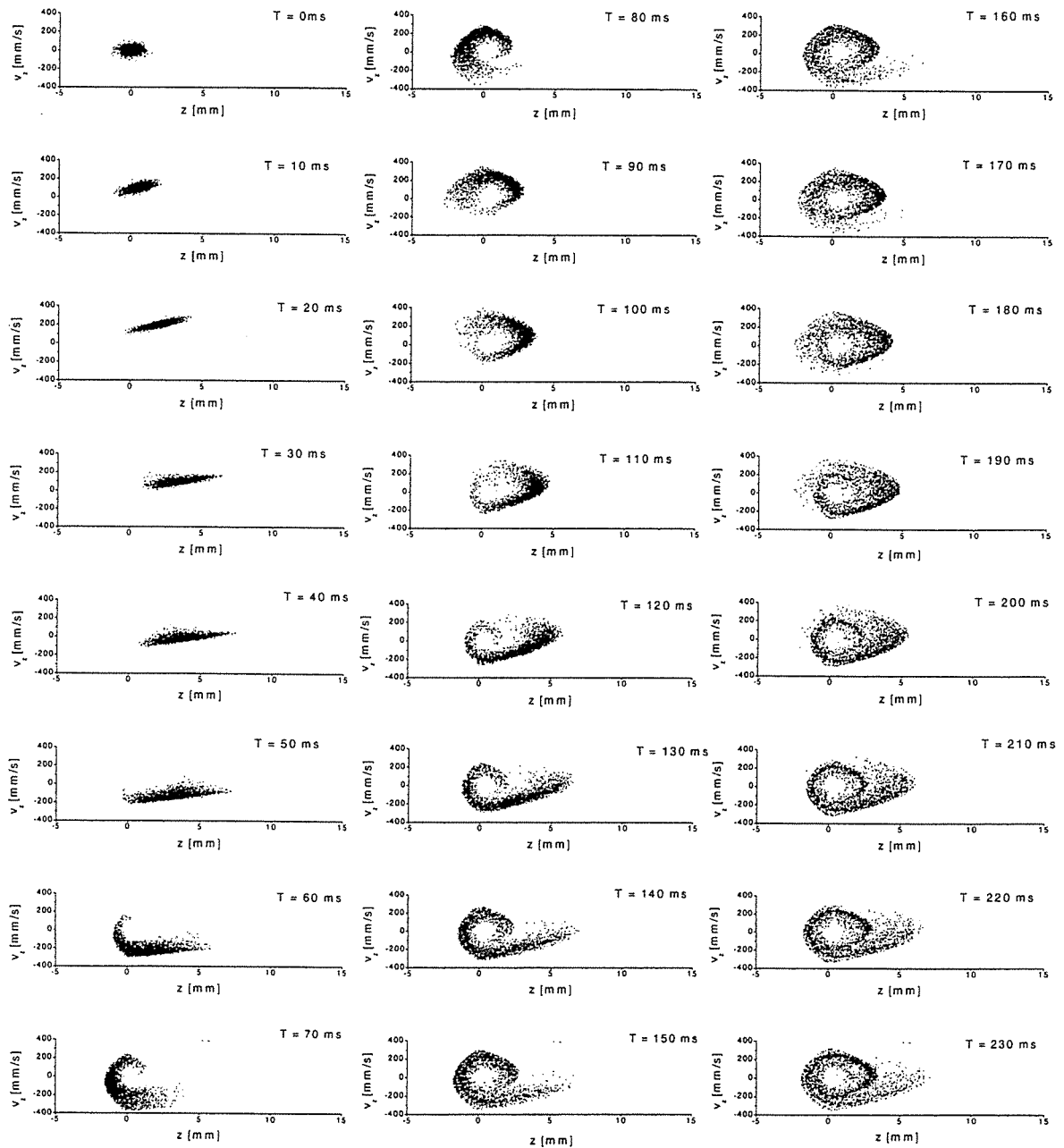


FIG. 6.24: Evolution des atomes au cours du temps dans l'espace des phases (z , v_z) du quadrupôle. Calculs avec 2000 atomes à la température de $10 \mu\text{k}$. Le gradient de champ est de 69.5 Gauss/cm ($I = 10 \text{ A}$) et l'amplitude du champ tournant $B_0 = 0$.

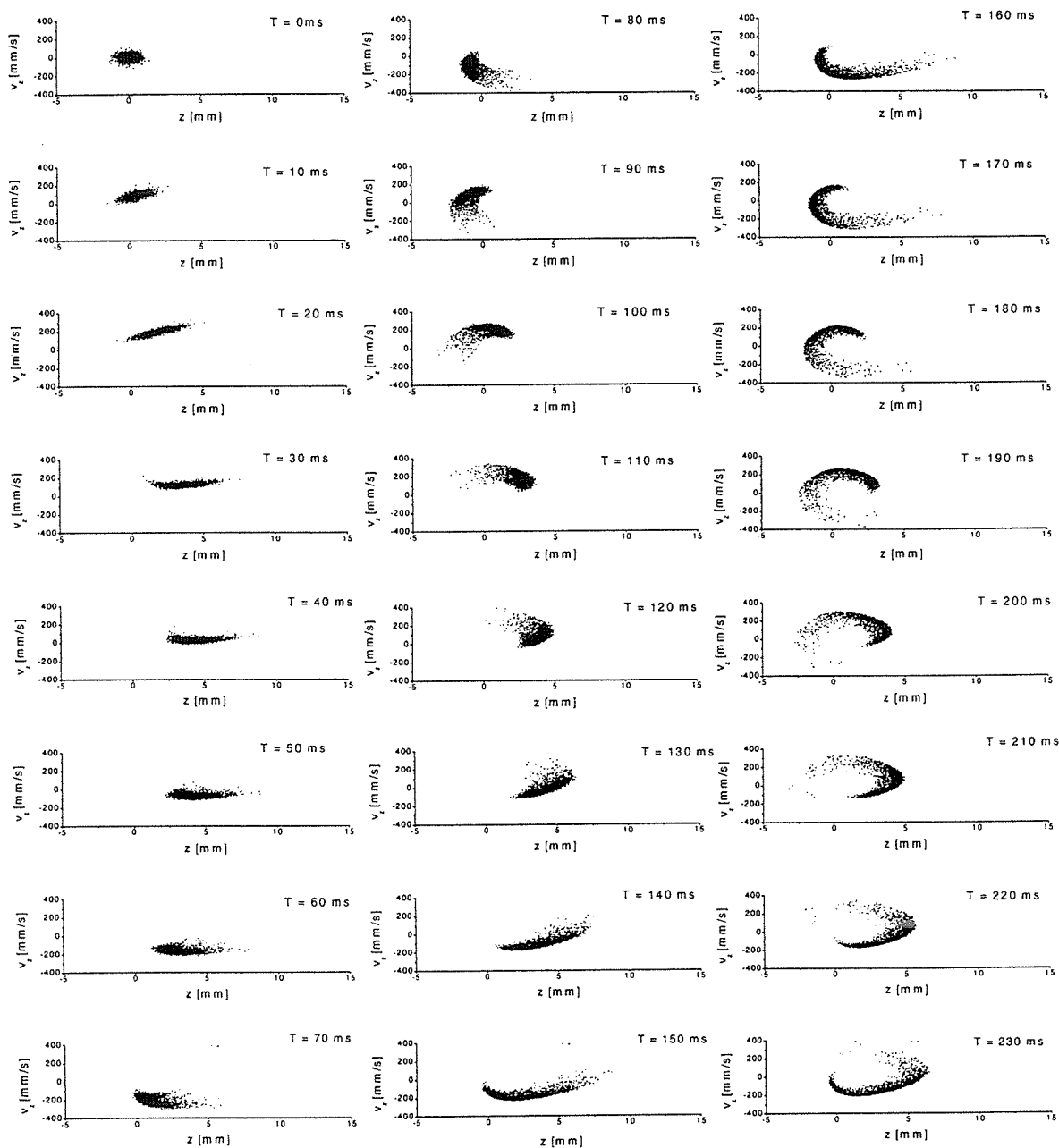


FIG. 6.25: Evolution des atomes au cours du temps dans l'espace des phases (z, v_z) du quadrupôle. Calculs avec 2000 atomes à la température de $10 \mu\text{k}$. Le gradient de champ est de 69.5 Gauss/cm ($I = 10 \text{ A}$) et l'amplitude du champ tournant $B_0 = 7 \text{ Gauss}$ avec une fréquence de 1.6 KHz .

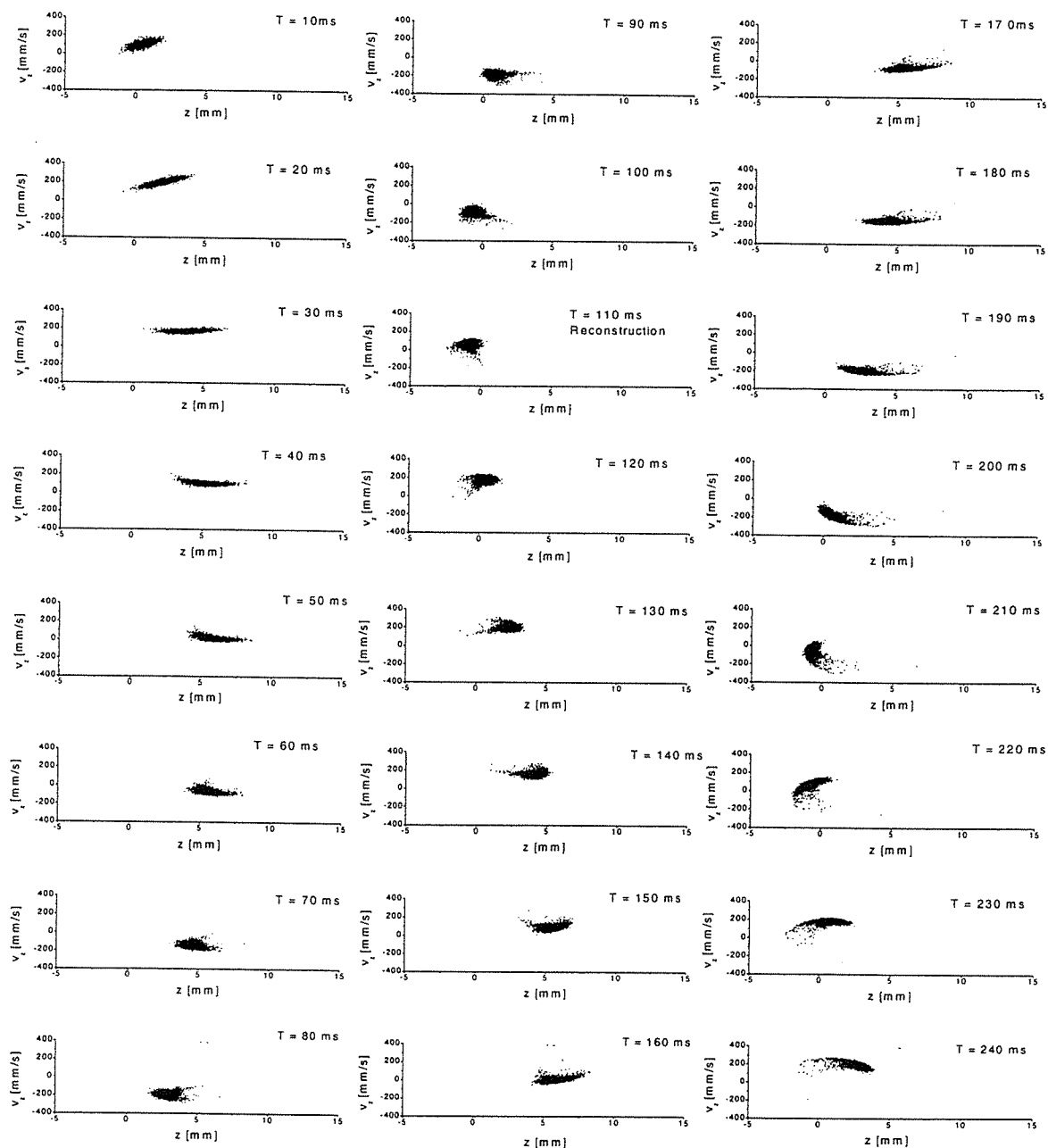


FIG. 6.26: Evolution des atomes au cours du temps dans l'espace des phases (z, v_z) du quadrupôle. Calculs avec 2000 atomes à la température de $10 \mu\text{K}$. Le gradient de champ est de 69.5 Gauss/cm ($I = 10 \text{ A}$) et l'amplitude du champ tournant $B_0 = 14 \text{ Gauss}$ avec une fréquence de 1.6 KHz .

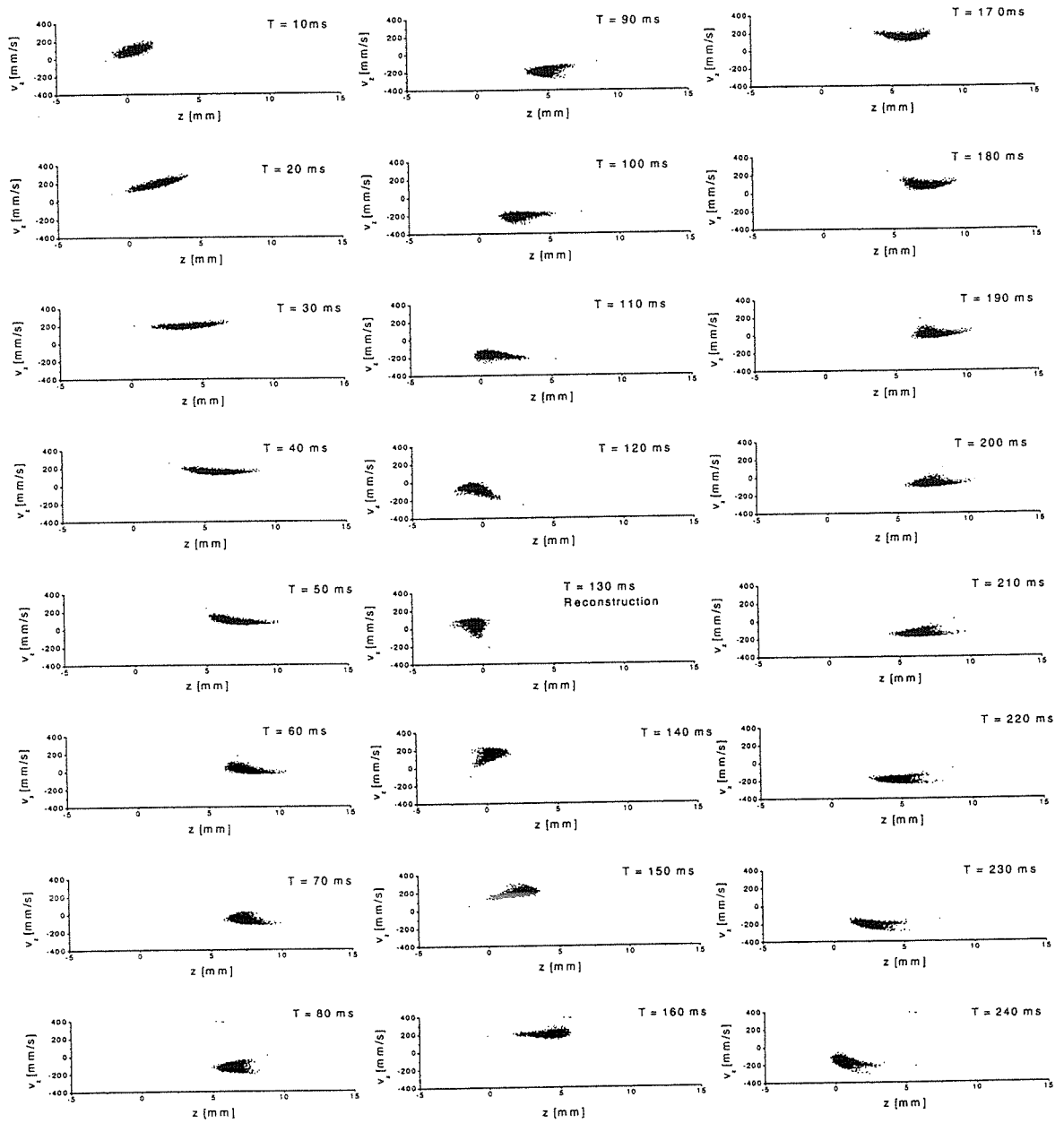


FIG. 6.27: Evolution des atomes au cours du temps dans l'espace des phases (z , v_z) du quadrupôle. Calculs avec 2000 atomes à la température de $10 \mu\text{k}$. Le gradient de champ est de 69.5 Gauss/cm ($I = 10 \text{ A}$) et l'amplitude du champ tournant $B_0 = 21 \text{ Gauss}$ avec une fréquence de 1.6 KHz .

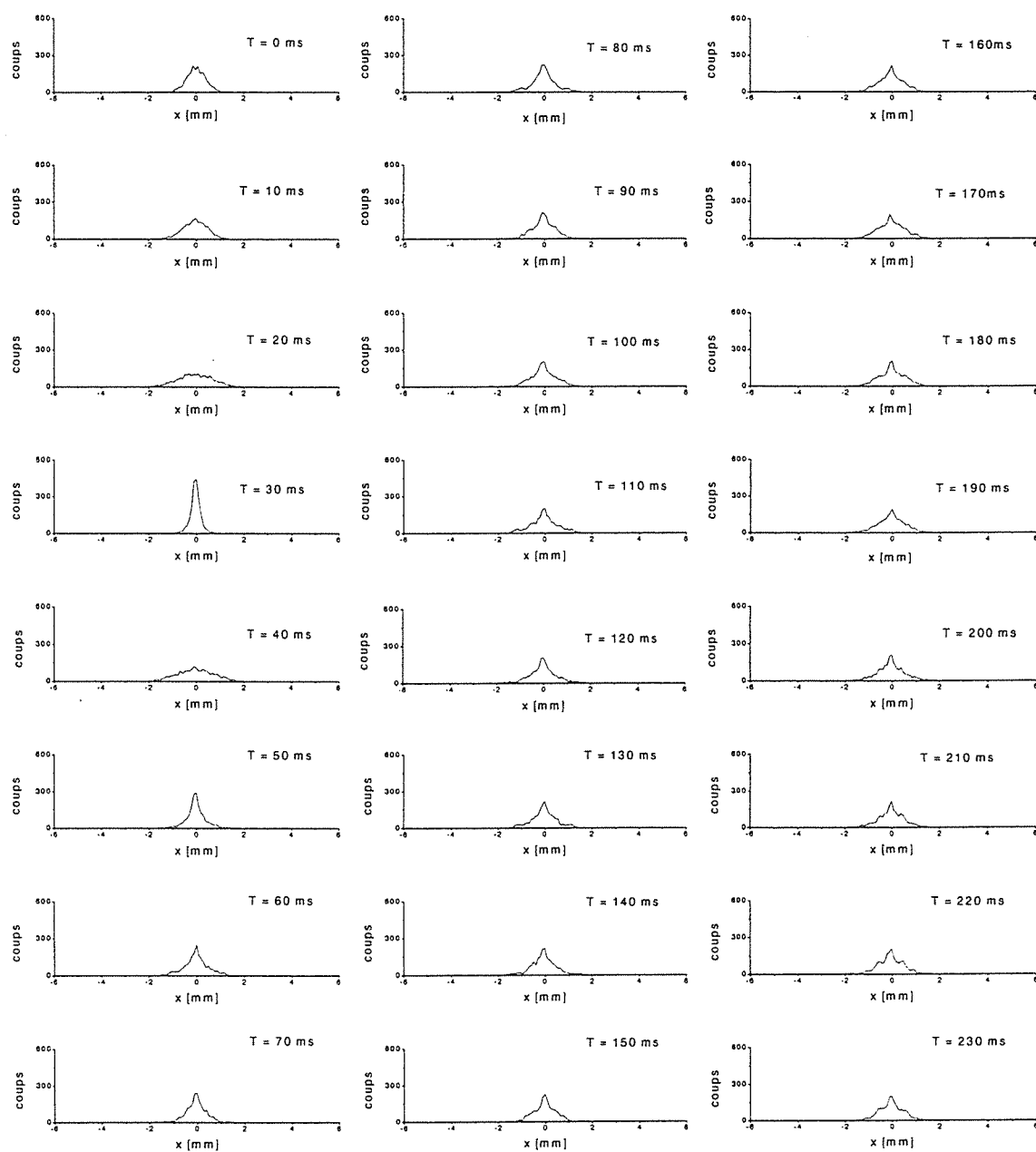


FIG. 6.28: *Histogrammes des positions des atomes suivant l'axe horizontal Ox dans le champ quadrupolaire plus un champ tournant. Calculs avec 2000 atomes à la température de $10 \mu\text{K}$. Le gradient de champ est de 69.5 Gauss/cm ($I = 10 \text{ A}$) et l'amplitude du champ tournant $B_0 = 0 \text{ Gauss}$.*

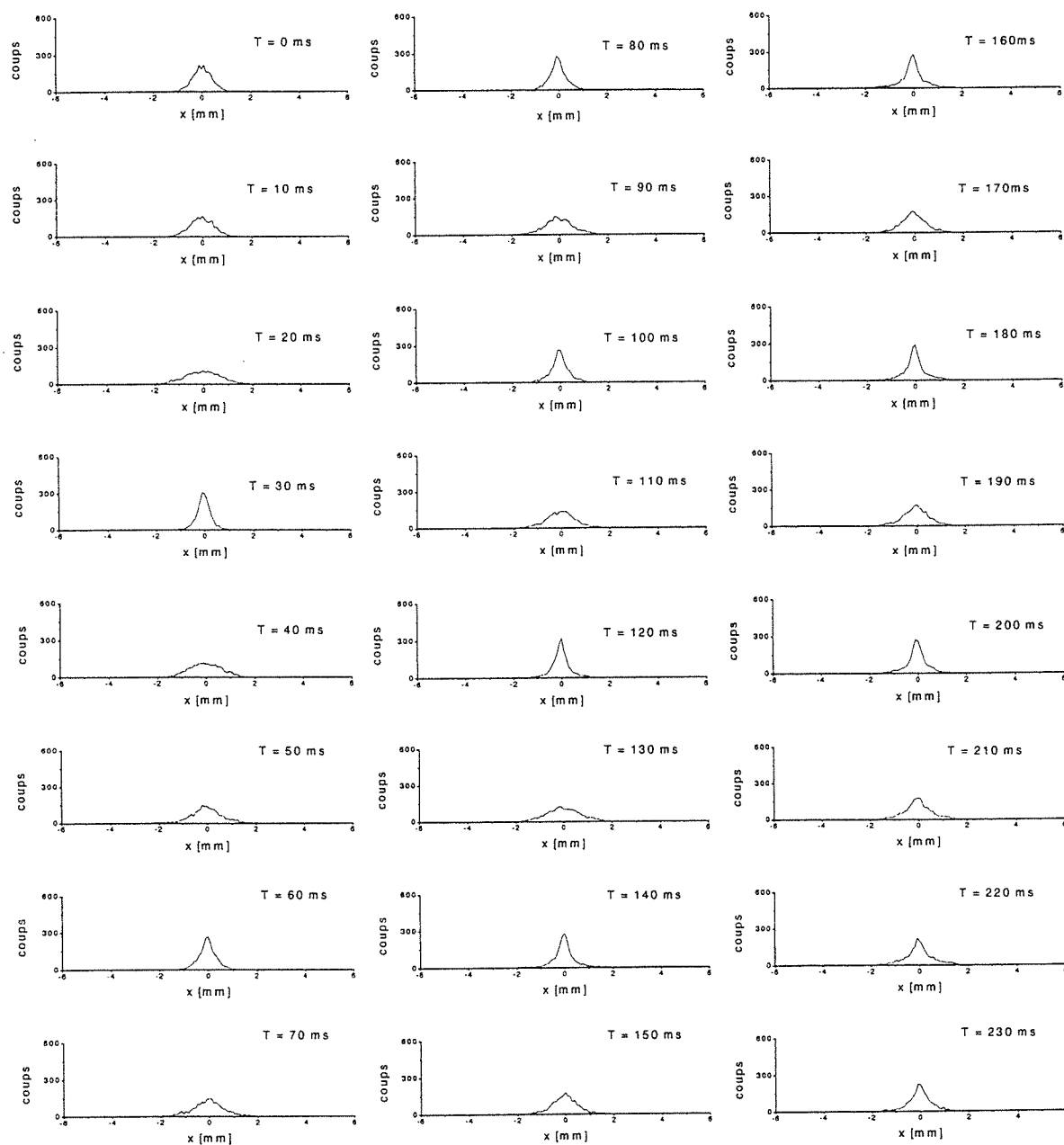


FIG. 6.29: Histogrammes des positions des atomes suivant l'axe horizontal Ox dans le champ quadrupolaire plus un champ tournant. Calculs avec 2000 atomes à la température de $10 \mu\text{k}$. Le gradient de champ est de 69.5 Gauss/cm ($I = 10 \text{ A}$) et l'amplitude du champ tournant $B_0 = 7 \text{ Gauss}$ avec une fréquence de 1.6 KHz .

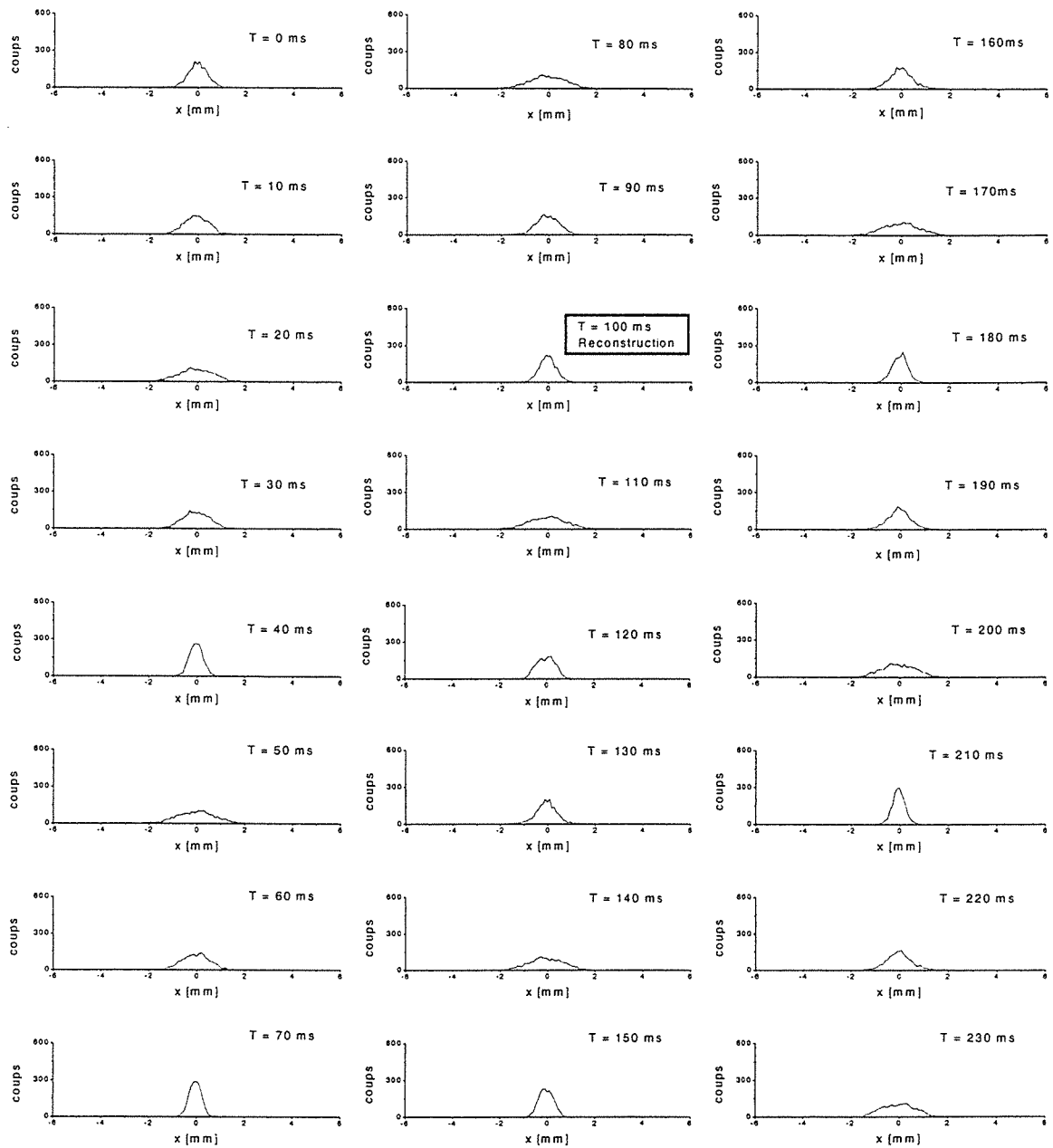


FIG. 6.30: *Histogrammes des positions des atomes suivant l'axe horizontal Ox dans le champ quadrupolaire plus un champ tournant. Calculs avec 2000 atomes à la température de $10 \mu k$. Le gradient de champ est de 69.5 Gauss/cm ($I = 10 \text{ A}$) et l'amplitude du champ tournant $B_0 = 14 \text{ Gauss}$ avec une fréquence de 1.6 KHz .*

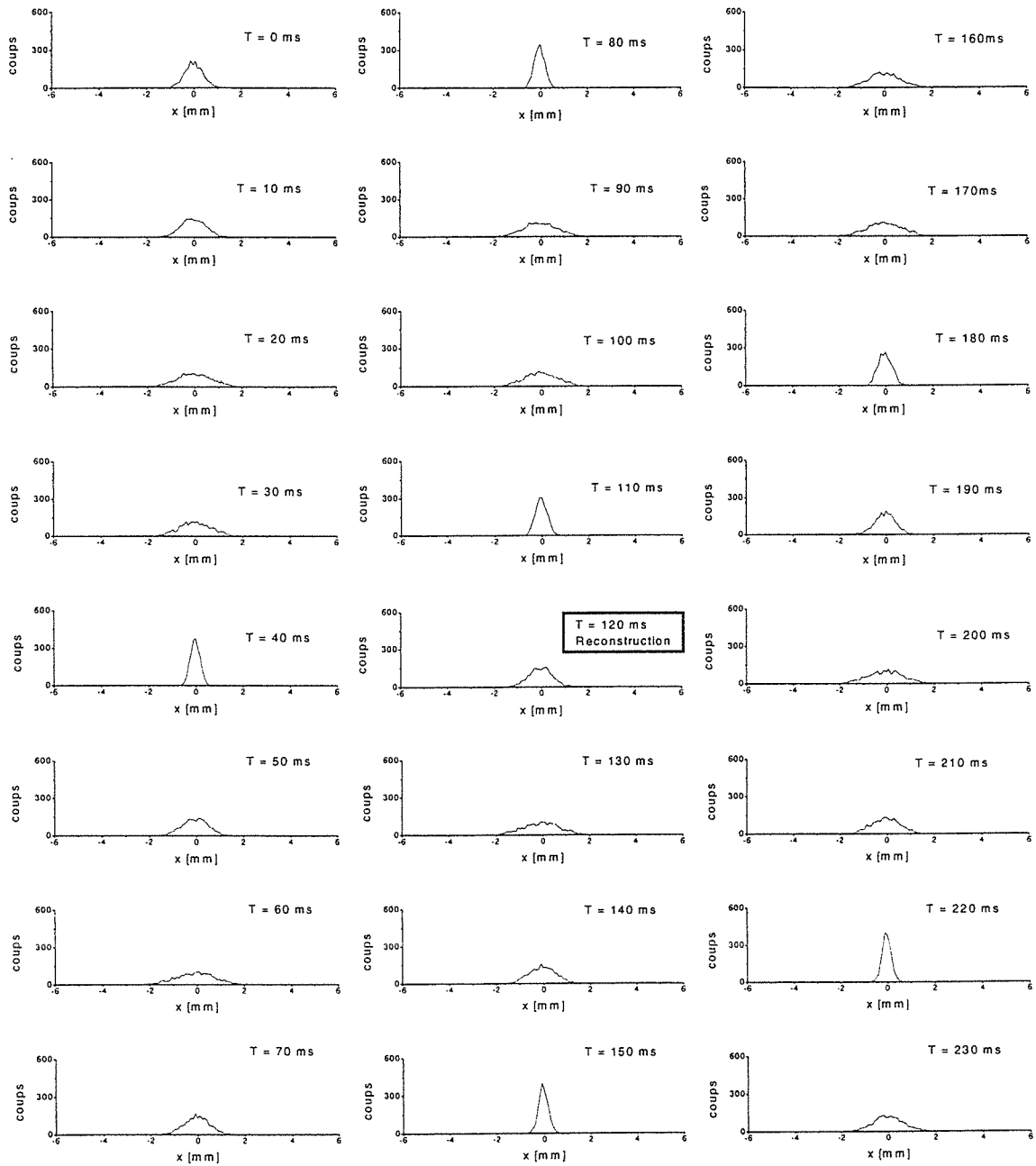


FIG. 6.31: Histogrammes des positions des atomes suivant l'axe horizontal Ox dans le champ quadrupolaire plus un champ tournant. Calculs avec 2000 atomes à la température de $10 \mu\text{K}$. Le gradient de champ est de 69.5 Gauss/cm ($I = 10 \text{ A}$) et l'amplitude du champ tournant $B_0 = 21 \text{ Gauss}$ avec une fréquence de 1.6 KHz .

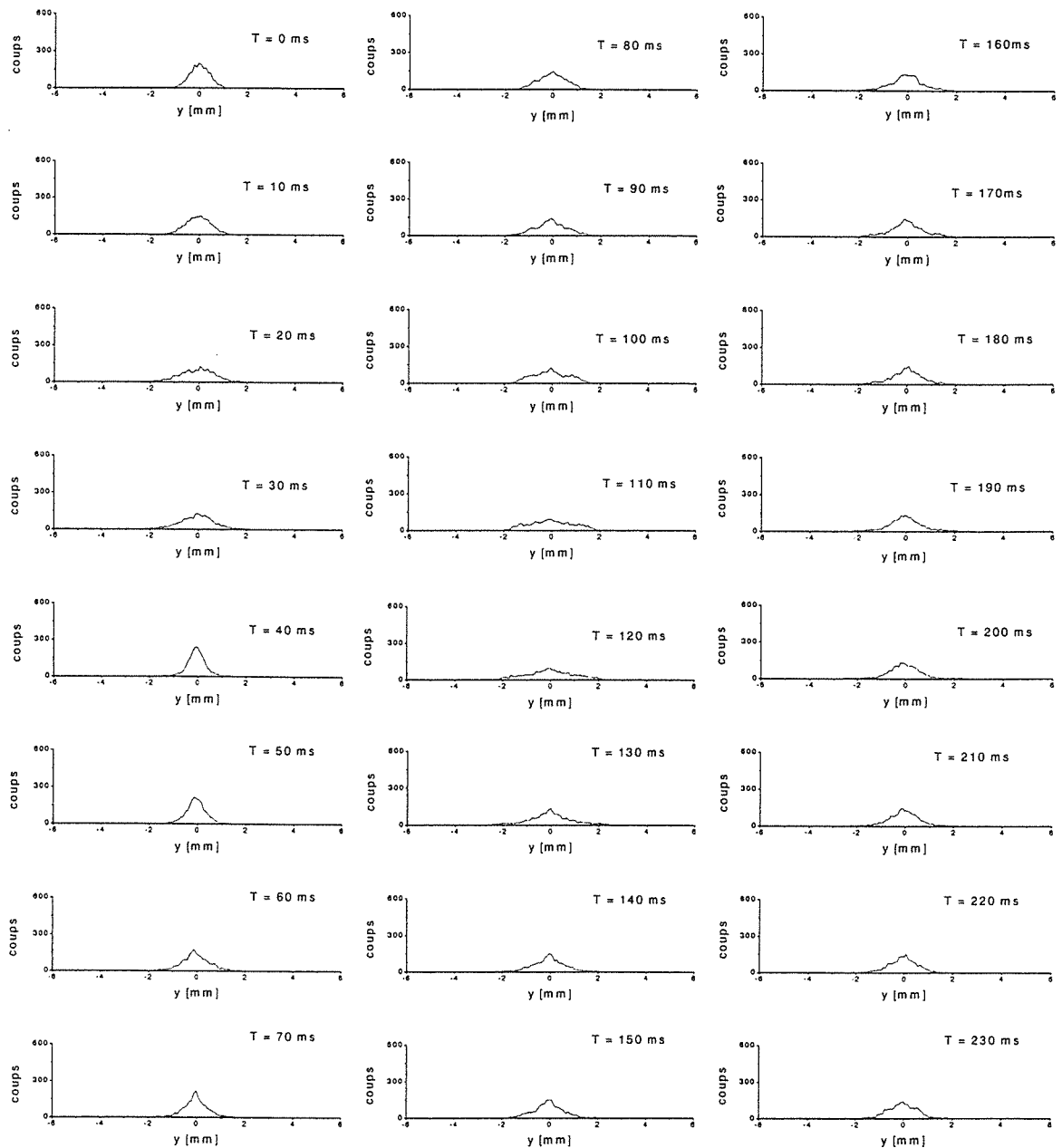


FIG. 6.32: Histogrammes des positions des atomes suivant l'axe horizontal Oy dans le champ quadrupolaire plus un champ tournant. Calculs avec 2000 atomes à la température de $10 \mu\text{k}$. Le gradient de champ est de 69.5 Gauss/cm ($I = 10 \text{ A}$) et l'amplitude du champ tournant $B_0 = 0 \text{ Gauss}$.

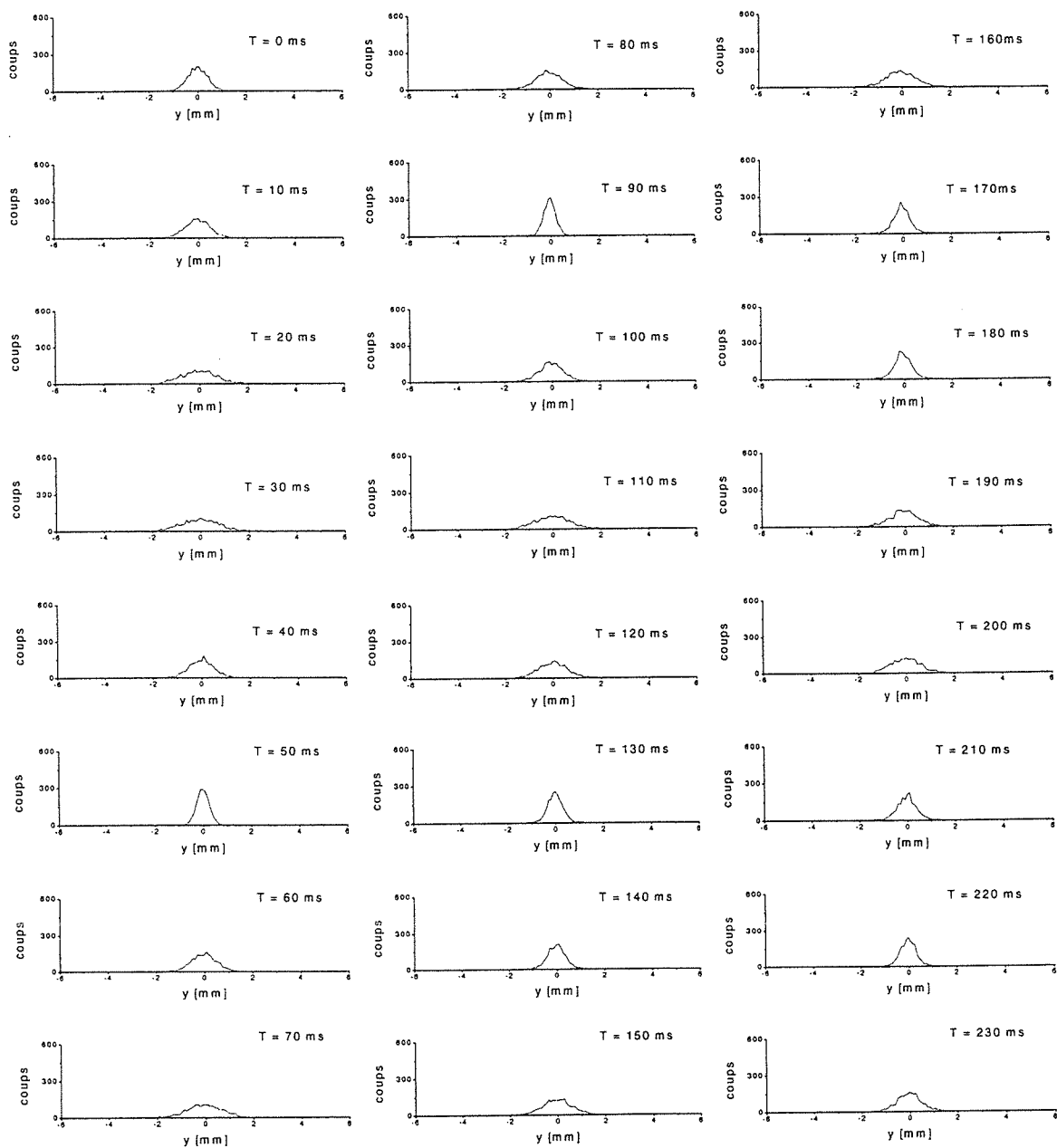


FIG. 6.33: Histogrammes des positions des atomes suivant l'axe horizontal Oy dans le champ quadrupolaire plus un champ tournant. Calculs avec 2000 atomes à la température de $10 \mu\text{K}$. Le gradient de champ est de 69.5 Gauss/cm ($I = 10 \text{ A}$) et l'amplitude du champ tournant $B_0 = 7 \text{ Gauss}$ avec une fréquence de 1.6 KHz .

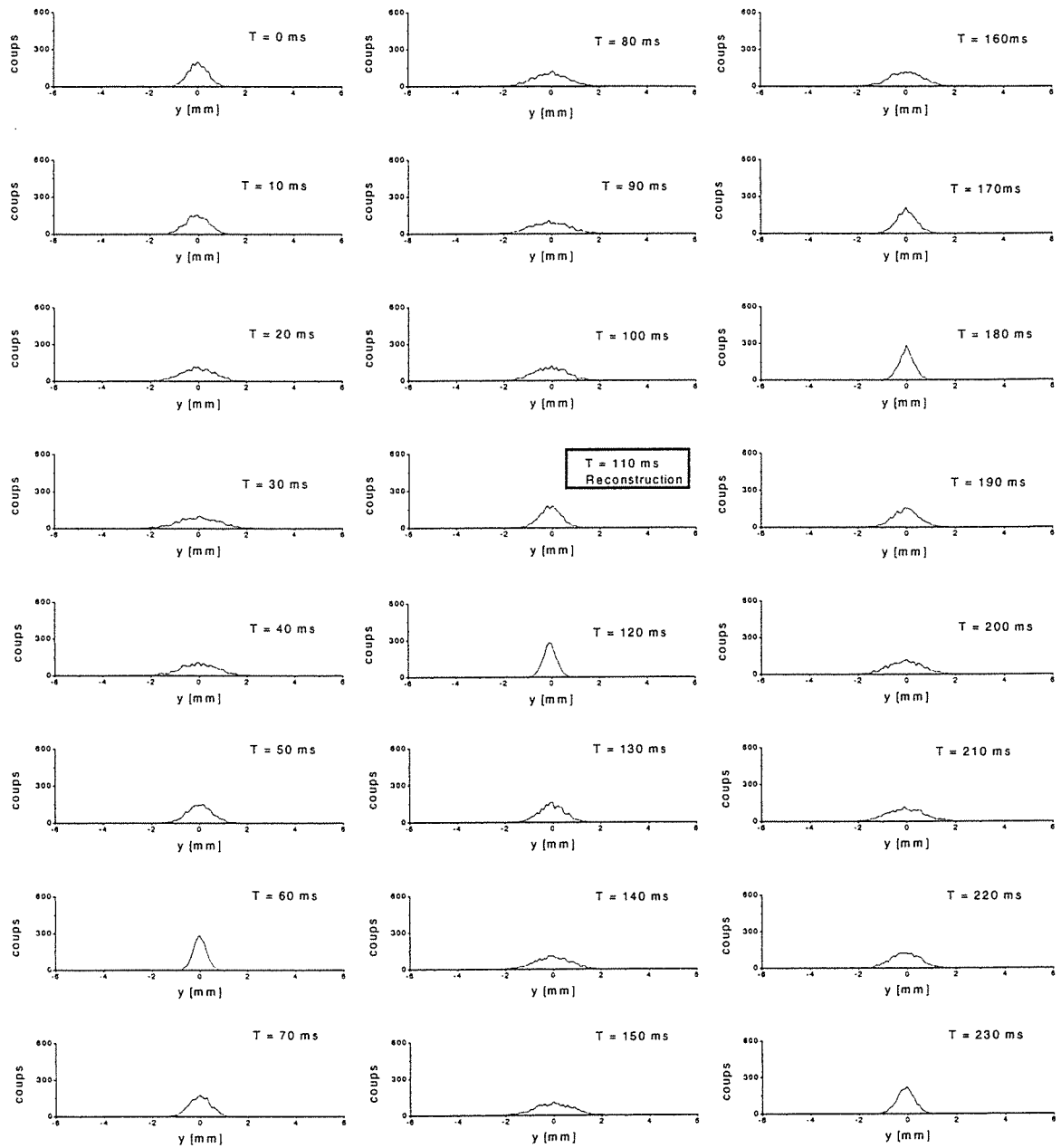


FIG. 6.34: *Histogrammes des positions des atomes suivant l'axe horizontal Oy dans le champ quadrupolaire plus un champ tournant. Calculs avec 2000 atomes à la température de $10 \mu\text{K}$. Le gradient de champ est de 69.5 Gauss/cm ($I = 10 \text{ A}$) et l'amplitude du champ tournant $B_0 = 14 \text{ Gauss}$ avec une fréquence de 1.6 KHz .*

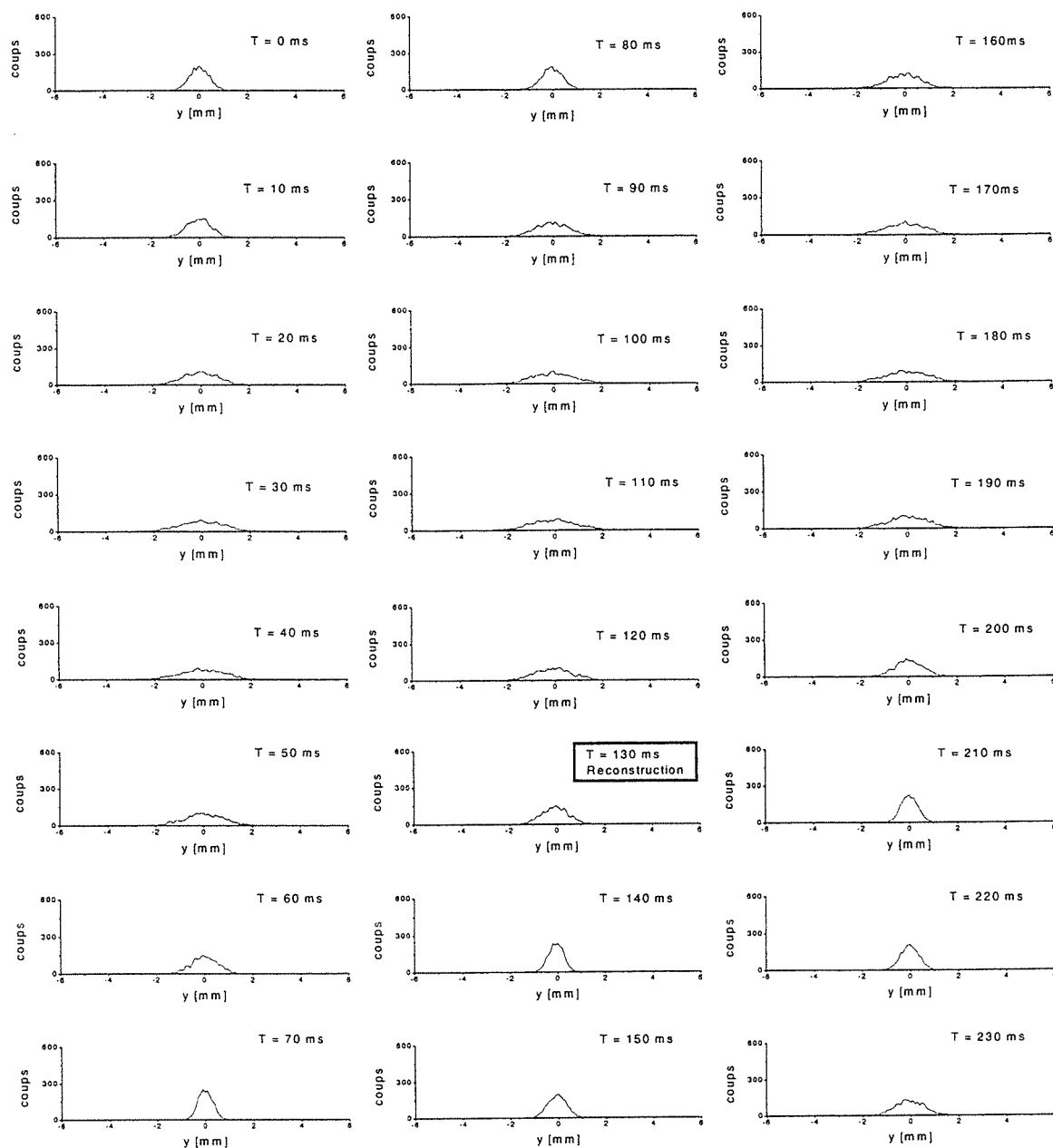
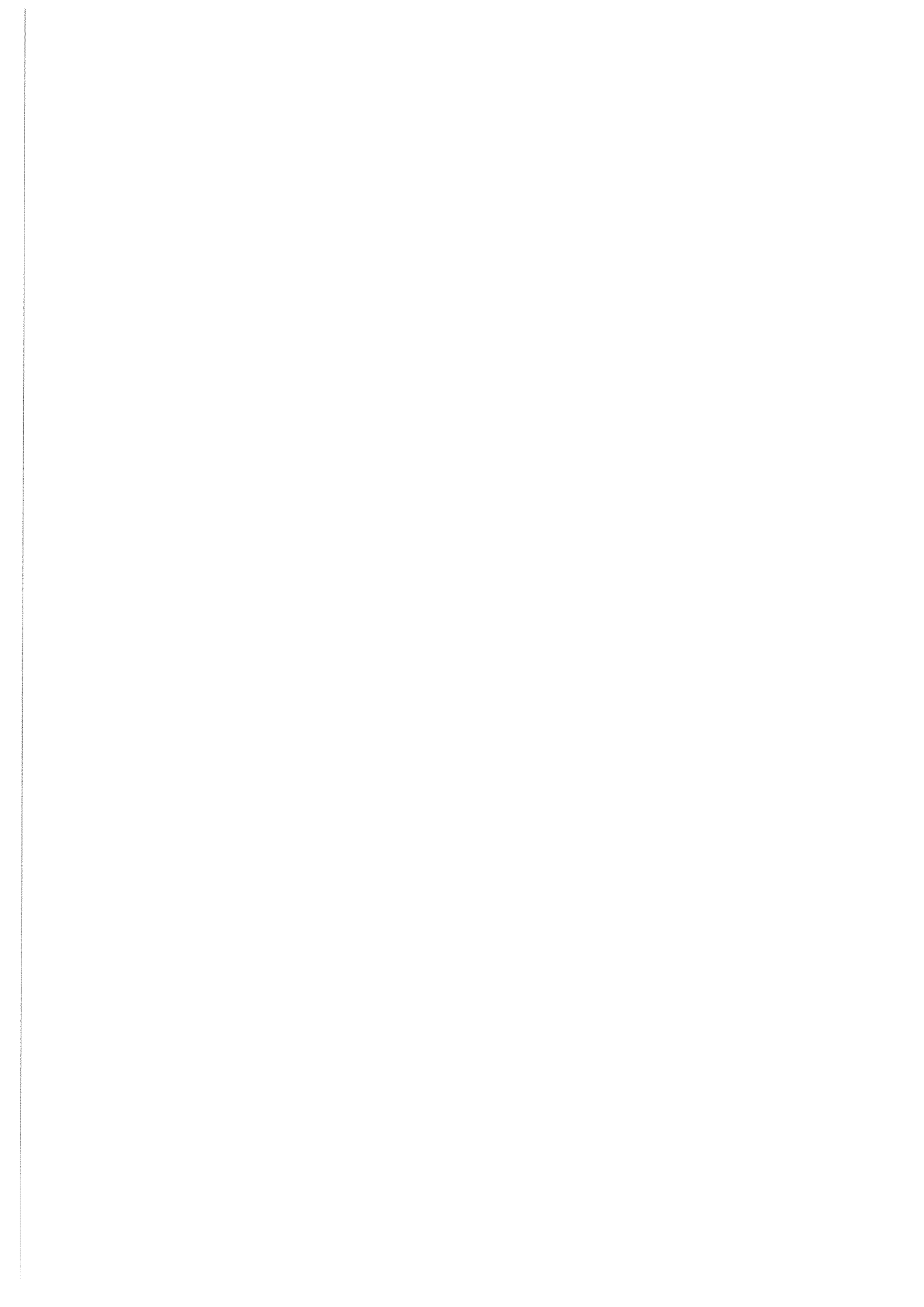
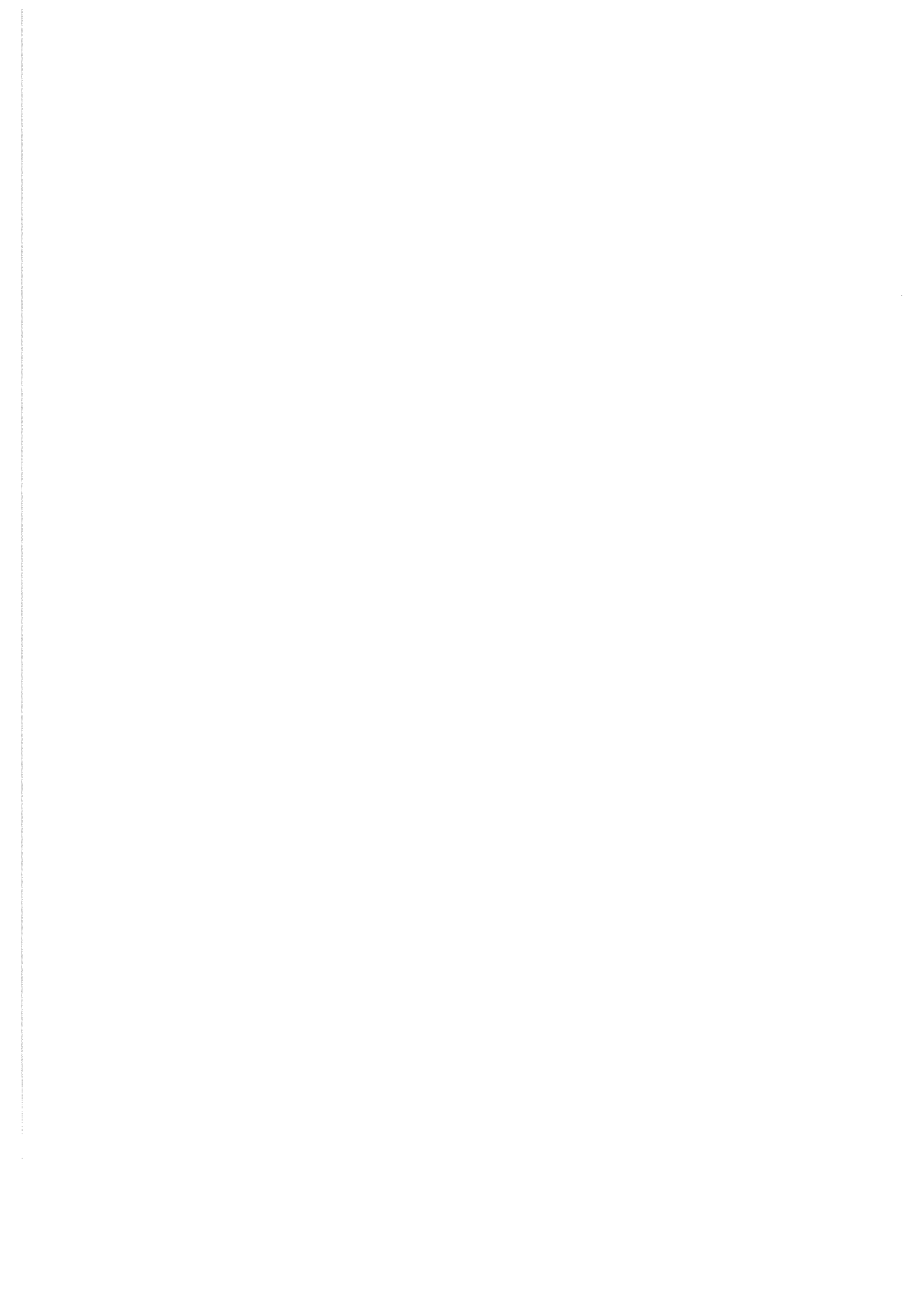


FIG. 6.35: Histogrammes des positions des atomes suivant l'axe horizontal Oy dans le champ quadrupolaire plus un champ tournant. Calculs avec 2000 atomes à la température de $10 \mu\text{k}$. Le gradient de champ est de 69.5 Gauss/cm ($I = 10 \text{ A}$) et l'amplitude du champ tournant $B_0 = 21 \text{ Gauss}$ avec une fréquence de 1.6 KHz .

présente une singularité au centre du quadropôle, qui rend le miroir sensible aux caractéristiques initiales du nuage (taille et distribution des vitesses des atomes). Ce miroir présente alors des aberrations géométrique et chromatique. Toutefois, si on rajoutait un champ magnétique tournant au champ du quadropôle, on atténuerait considérablement ces aberrations. Le nuage atomique serait moins déformé après les rebonds. Le dispositif du miroir pourrait servir de cavité atomique, la gravité représentant le second miroir. Une autre application potentielle de ce miroir serait de l'utiliser pour sonder des surfaces. On pourrait aussi l'utiliser pour fabriquer un interféromètre de type Stern et Gerlach replié. Les atomes exploreraient une zone limitée de l'espace et l'interféromètre serait beaucoup moins sensible aux champs et gradients de champs parasites.





Chapitre 7

CONCLUSION GENERALE

L'objectif de ce travail de thèse était de développer de nouvelles techniques de fabrication d'éléments d'optiques atomique fiables, simples à réaliser et faciles à utiliser. Au terme de cette thèse, nous avons réalisé trois éléments : un guide [67], une séparatrice [41] et un miroir concave [43], de grandes importances tant sur le côté de la fiabilité et de la souplesse d'utilisation, que pour leurs applications dans beaucoup de domaines telles que l'optique atomique, l'interferométrie atomique, la lithographie etc. Le guide dipolaire et la séparatrice que nous avons réalisés utilisent la force dipolaire tandis que le miroir concave utilise la force magnétique. Nous avons interprété ces expériences à l'aide de calculs Monte Carlo. L'analyse des caractéristiques des éléments optiques réalisés a été faite également avec notre modèle de calcul.

Le guide dipolaire est réalisé avec un faisceau laser de fréquence inférieure à la fréquence de la transition atomique. C'est un moyen efficace de transport d'un nuage d'atomes froids, de contrôle de la taille du nuage atomique guidé et de sa température. L'efficacité du guide dépend seulement du taux de piégeage des atomes à l'entrée du guide. Les pertes sont en effet négligeables durant le temps de transport des atomes pour un grand désaccord du faisceau laser qui sert à faire le guide. Dans ce cas le taux d'émission spontanée devient négligeable. Ce dernier constitue l'essentiel des pertes de ce type de guide. Avec un faisceau laser Nd :YAG, cette condition est facilement remplie pour quelques atomes, tels que les alcalins par exemples. Les atomes sont guidés sur de grandes

distances (30 cm dans l'expérience). Ce guide est donc un moyen efficace et simple de transport des atomes froids, par exemple d'un piège initial à un autre dans deux régions de pression différentes d'autant plus qu'il n'est pas nécessaire de polariser les atomes initialement. Le guide fonctionne en effet pour tous les sous-niveaux Zeeman atomiques. Par ailleurs, lorsque le guide est focalisé, on augmente le flux atomique et on obtient un faisceau d'atomes froids bien collimaté dans la région de focalisation du guide. Ce type de faisceau atomique pourrait être très utile dans les expériences de collisions car les paramètres de collisions (énergie, paramètre d'impact) y seraient bien définis. Dans la partie de défocalisation du guide, on observe un refroidissement transversal du nuage d'atomes guidés jusqu'à atteindre une température inférieure à la température initiale du nuage à l'entrée du guide (de $10 \mu\text{K}$ à environ $2 \mu\text{K}$ pour le ^{87}Rb). Le guide dans une configuration focalisée permet donc de refroidir encore plus un nuage d'atomes froids, mais en retour la densité atomique devient faible.

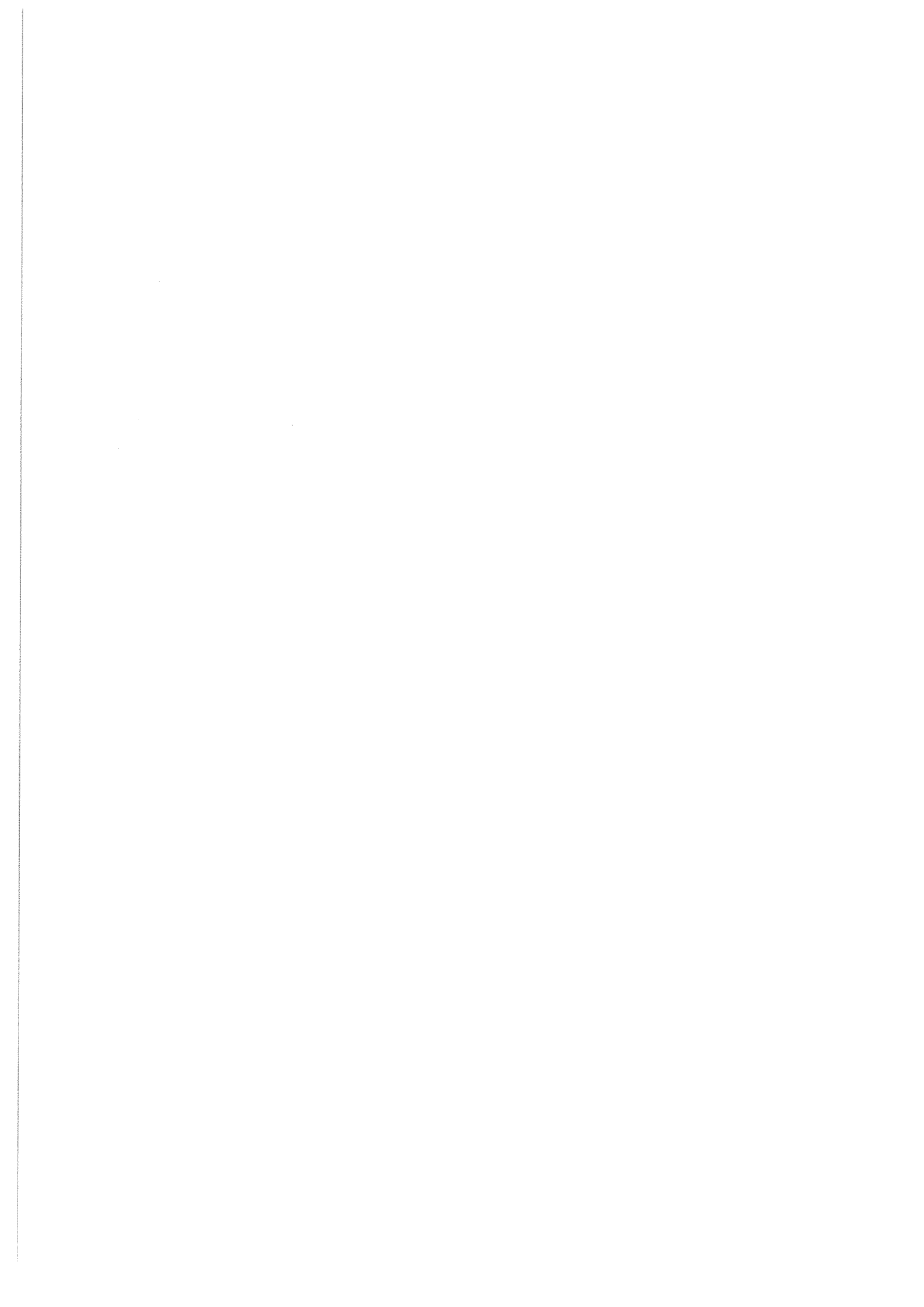
Nous avons montré qu'en utilisant le guide en mode impulsif, on peut générer des structures annulaires d'un nuage d'atomes, ce qui pourrait être très intéressant pour le dépôt contrôlé d'atomes en forme d'anneau sur des surfaces en lithographie par exemple ou pour le chargement d'un piège en anneau. Pour former l'anneau d'atomes, il faut que le nuage d'atomes initial à l'entrée du guide ait un moment cinétique moyen non nul. Comme le guide est à symétrie de révolution, le moment cinétique des atomes y est conservé. La distribution de la densité atomique en structure annulaire corrélée à la distribution des vitesses des atomes à la sortie du guide, permet donc de mesurer le moment cinétique des atomes dans le guide qui est égal à celui des atomes à l'entrée du guide.

Nous avons démontré expérimentalement une séparatrice pour atomes de grande efficacité (environ 40 %) qui utilise deux guides dipolaires croisés : l'un suivant la direction verticale et l'autre suivant la direction oblique. Elle donne une séparation macroscopique de deux faisceaux atomiques avec un grand angle de séparation de 0.12 radian. La séparation est plus grande que les tailles des faisceaux atomiques, ce qui permet de réaliser par exemple un interféromètre atomique de grande aire dans un dispositif de taille réduite. Comme l'émission spontanée dans les guides est très faible, la séparatrice préserverait les

propriétés initiales des atomes telle que la cohérence dans le cas d'un condensat d'atomes par exemple. La grande efficacité du couplage des atomes dans le guide oblique permet de réaliser la séparation des faisceaux atomiques même si la zone d'intersection des guides ne recouvre pas totalement le nuage atomique. Dans ce cas, seuls les atomes de grande énergie sont couplés dans le guide oblique, faisant de la séparatrice un élément sélectif en énergie. Nous avons aussi montré par des calculs Monte Carlo que le temps d'allumage de l'oblique influait énormément sur l'efficacité de la séparatrice. Si on allumait tôt le guide, on augmenterait l'efficacité de la séparatrice et les atomes suivraient adiabatique-ment les variations du potentiel. La séquence temporelle permettrait donc de contrôler les propriétés de la séparatrice.

Enfin nous avons réalisé un miroir concave en utilisant le champ magnétique d'un quadrupôle en régime impulsionnel. La simplicité de la configuration du champ fait de ce miroir un moyen souple pour réfléchir des atomes et est applicable à beaucoup d'espèces atomiques et moléculaires ayant un moment magnétique. On a observé clairement deux rebonds des atomes sur une distance verticale d'environ 1 cm. Le dispositif pourrait être utilisé comme une cavité atomique, la gravité faisant office de second miroir. Ce miroir pourrait servir aussi pour sonder des surfaces. Les observations expérimentales des rebonds des atomes sont en très bon accord avec la théorie. Cependant le miroir présente des aberrations de types géométrique et chromatique liées à l'anharmonicité du potentiel quadrupolaire et plus particulièrement à la singularité du minimum du potentiel au centre du quadrupôle. Nos calculs Monte Carlo ont montré que l'ajout d'un champ magnétique tournant au champ magnétique du quadrupôle permettrait de réduire considérablement les aberrations du miroir.

L'ensemble de ces éléments pourrait déboucher sur la réalisation d'expériences d'optique atomique plus complexes, mettant en jeu plusieurs éléments. On pourrait envisager des expériences de microscopie ou d'interferométrie atomique.



Annexe A

Calcul du signal de détection des atomes et analyse de l'effet du déplacement lumineux.

Le signal de fluorescence des atomes dans le plan radial (x, y) s'écrit en fonction de la densité $n(x, y)$ des atomes et du taux de fluorescence $\gamma_{sp}(x, y)$:

$$d^2 S = n(x, y) \gamma_{sp}(x, y) dx dy \quad (\text{A.1})$$

où

$$\gamma_{sp}(x, y) = \frac{\Gamma}{2} \frac{I_{sonde}/I_{sat}}{1 + 4(\delta_{sonde} + \delta(x, y))^2/\Gamma^2} \quad (\text{A.2})$$

avec $\delta(x, y) = \delta_0 \cdot \exp(-2\frac{x^2+y^2}{w^2})$ et $I_{sonde} \ll I_{sat}$ ($I_{sat} = 1.62mW/cm^2$).

Le puits de potentiel étant à symétrie de révolution, on peut écrire la densité $n(x, y)$ sous la forme d'un produit de densité :

$$n(x, y) = \rho(x)\rho(y) \quad (\text{A.3})$$

où $\rho(x)$ et $\rho(y)$ sont respectivement la distribution de la densité des atomes suivant l'axe x et l'axe y .

Si l'axe de la caméra de détection est selon la direction Oy , le signal de détection est automatiquement intégré suivant cet axe. Le signal détecté s'écrit donc :

$$ds = \rho(x) \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \rho(y) \frac{\Gamma}{2} \frac{I_{sonde}/I_{sat}}{1 + 4(\delta_{sonde} + \delta(x, y))^2/\Gamma^2} dy \right) dx. \quad (A.4)$$

Pour simplifier les calculs on prend δ_{sonde} égal à 0, c'est à dire que le faisceau d'analyse est à résonance avec la transition atomique. En posant $(2\frac{\delta(x, y)}{\Gamma})^2 = u$, on peut faire un développement en serie du terme de fluorescence dans l'intégrale de la forme :

$$\frac{1}{1+u} = \sum_0^{\infty} (-1)^n u^n. \quad (A.5)$$

Le signal détecté s'écrit alors :

$$ds = \rho(x) \frac{\Gamma}{2} \frac{I_{sonde}}{I_{sat}} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \rho(y) \sum_0^{\infty} (-1)^n \delta_0^n \cdot \exp(-4n \frac{x^2 + y^2}{w^2}) dy \right) dx. \quad (A.6)$$

On peut échanger le signe somme \sum avec le signe intégrale \int et on obtient :

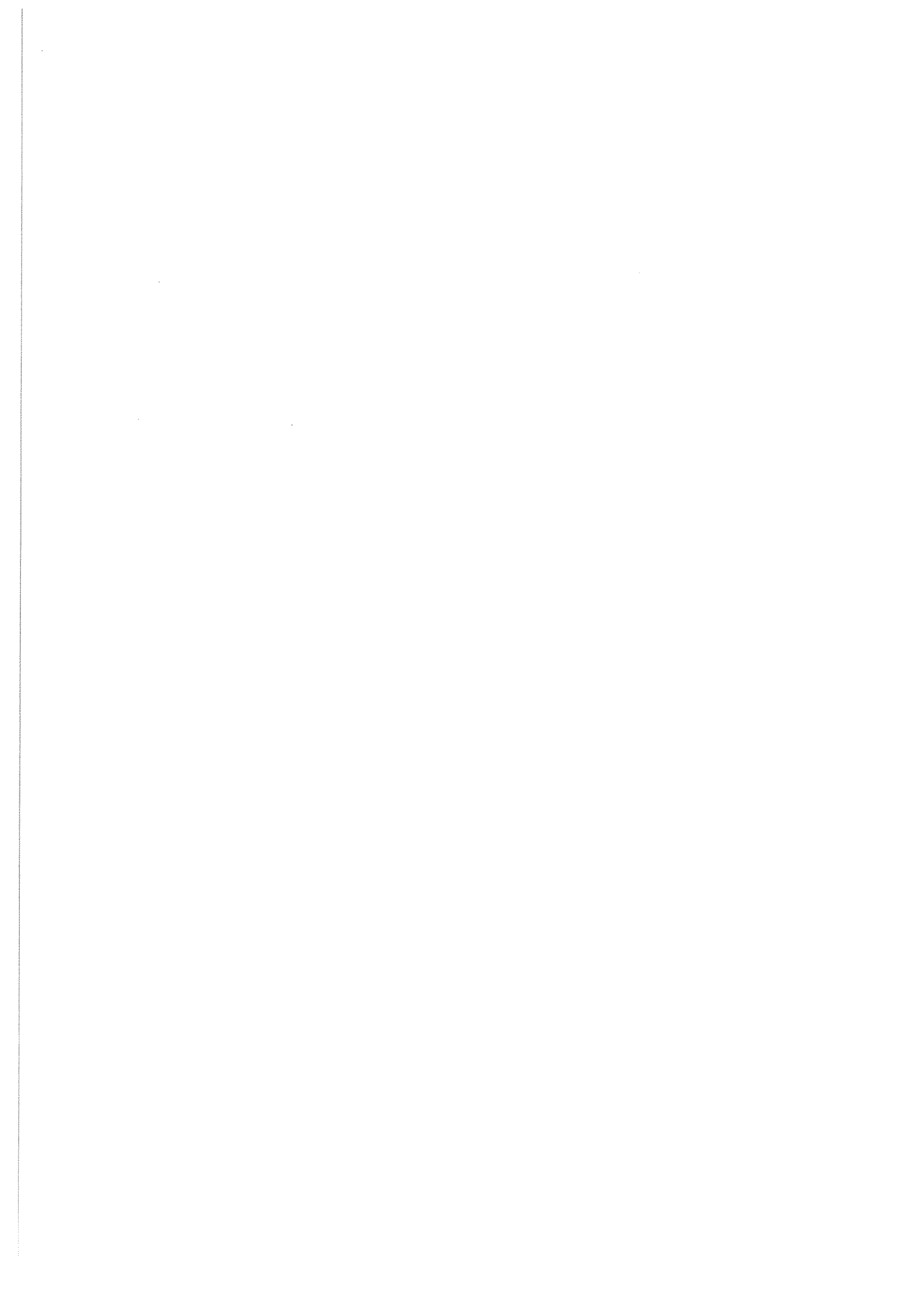
$$ds = \rho(x) \frac{\Gamma}{2} \frac{I_{sonde}}{I_{sat}} B_n dx. \quad (A.7)$$

où $B_n = \sum_0^{\infty} (-1)^n \delta_0^n \exp(-4n \frac{x^2}{w^2}) I_n$ et $I_n = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(y) \cdot \exp(-4n \frac{y^2}{w^2}) dy$. La distribution des atomes dans le puits est donc modifiée par le facteur B_n introduit par la détection. Dans la pratique, la correction de l'effet du déplacement lumineux à une dimension se ferait en multipliant les données du signal de détection c'est à dire ds par le facteur correctif $1 + 4\delta(x)^2/\Gamma^2$. Or le terme d'intégration $I_n = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(y) \cdot \exp(-4n \frac{y^2}{w^2}) dy$ dépend de n et ne peut dans les conditions de l'expérience se mettre sous forme de puissance de n . Donc

$$\frac{\Gamma}{2} \frac{I_{sonde}}{I_{sat}} B_n \neq \frac{\Gamma}{2} \frac{I_{sonde}/I_{sat}}{1 + 4\delta(x)^2/\Gamma^2}. \quad (A.8)$$

Le terme introduit par le déplacement lumineux dans le signal de détection est différent de l'expression du déplacement lumineux à une dimension. On ne peut alors corriger l'effet du déplacement lumineux à une dimension à partir du signal détecté dans l'expérience.

Comme exemple illustratif, si on suppose la densité $\rho(y)$ gaussienne de largeur w , l'intégrale I_n vaut $\frac{1}{\sqrt{\frac{\pi}{2}}} \frac{2n+1}{2n w}$ et vérifie la relation (A.8). On ne peut donc corriger l'effet du déplacement lumineux dans le signal détecté.



Bibliographie

- [1] C.G. Aminoff, P. Bouyer, and P. Desbiolles. *C.R. Acad. Sci. Paris*, **316** :1535, 1993.
- [2] C.G. Aminoff, A.M. Steane, P. Bouyer, P. Desbiolles, J. Dalibard, and C. Cohen-Tannoudji. *Phys. Rev. Lett.*, **71** :3083, 1993.
- [3] A. Ashkin. *Phys. Rev. Lett.*, **25** :1321, 1970.
- [4] A. Ashkin. *Phys. Rev. Lett.*, **40** :729, 1978.
- [5] A. Aspect, R. Kaiser, N. Vanteenkiste, P. Vignolo, and C.I. Westbrook. *Phys. Rev. A*, **52** :4704, 1995.
- [6] V.S Bagnato, L.G. Marcassa, M. Oria, G.I. Surdutovich, and S.C Zilio. *Nonlinear and Quantum Optics*, **2** :172, 1992.
- [7] V.S Bagnato, L.G. Marcassa, M. Oria, G.I. Surdutovich, and S.C Zilio. *Phys. Rev. A*, **48** :3771, 1993.
- [8] V.I. Balykin and V.S. Letokhov. *Opt. commun.*, **64** :151, 1987.
- [9] V.I. Balykin, V.S. Letokhov, YU.B. Ovchinnikov, and A.I. Sidorov. *JETP Lett.*, **45** :353, 1987.
- [10] V.I. Balykin, V.S. Letokhov, YU.B. Ovchinnikov, and A.I. Sidorov. *Phys. Rev. Lett.*, **60** :2137, 1988.
- [11] T. Bergeman, G. Erez, and H.J. Metcalf. *Phys. Rev. A*, **35** :1535, 1987.
- [12] J.E. Bjorkholm, R.R. Freeman, A. Ashkin, and D.B. Pearson. *Phys. Rev. Lett.*, **41** :1361, 1978.

- [13] K. Bongs, S. Burger, K. Sengstock, W. Ertmer, K. Rzazewski, A. Sanpera, and M. Lewenstein. *Phys. Rev. Lett.*, **83** :3577, 1999.
- [14] C.C. Bradley, C.A. Sackett, J.J. Tollet, and R.G. Hulet. *Phys. Rev. Lett.*, **75** :1687, 1995.
- [15] O. Carnal and J. Mlynek. *Phys. Rev. Lett.*, **66** :2689, 1991.
- [16] D. Cassetari and al. *Appl. Phys. B.*, **70** :721, 1999.
- [17] D. Cassetari and al. *Phys. Rev. Lett.*, **85** :5483, 2000.
- [18] C.Cohen-Tannoudji. *Cours V du 12-11-1996*. Collège de France, Paris, 1996.
- [19] C.Cohen-Tannoudji, J.D. Roc, and G. Grynberg. *Processus d'interaction entre photons et atomes*. InterEdition/Editions du CNRS, Paris, 1996.
- [20] S. Chu and C. Wieman. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6** :Spec. Issue, 1989.
- [21] L. Cогnet, V. Savalli, P.D. Featonby, K. Helmerson, N. Westbrook, C.I Westbrook, W.D. Phillips A. Aspect, G. Zagow, M. Drndric, C.S. Lee, R.M. Westervelt, and M. Prentiss. *Euro. phys. Lett.*, **47** :538, 1999.
- [22] D. Comparat. *Molécules froides : Formation de molécules froides par photoassociation d'atomes froids de césium. Mise en évidence de forces à longue portée entre atomes froids excités de césium*. PhD thesis, Université de paris-sud, Orsay, septembre 1999.
- [23] R.J. Cook. *Phys. Rev. A*, **20** :224, 1979.
- [24] R.K. Cook and R.K. Hill. *Opt. commun.*, **43** :258, 1982.
- [25] D. A. Dahl. *Simion 3D Version 6.0 : Ion Modeling Software*. Scientific Instrument Services, Inc., 1995.
- [26] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. *J. Opt. Soc. Am. B*, **2** :1707, 1985.
- [27] J. Dalibard, J.-M. Raimond, and J.Z. Justin. *Fundamental System In Quantum Optics. Les Houche Summer School Session LIII*. Dans la partie C.C. Tannoudji, Amsterdam, 1991.

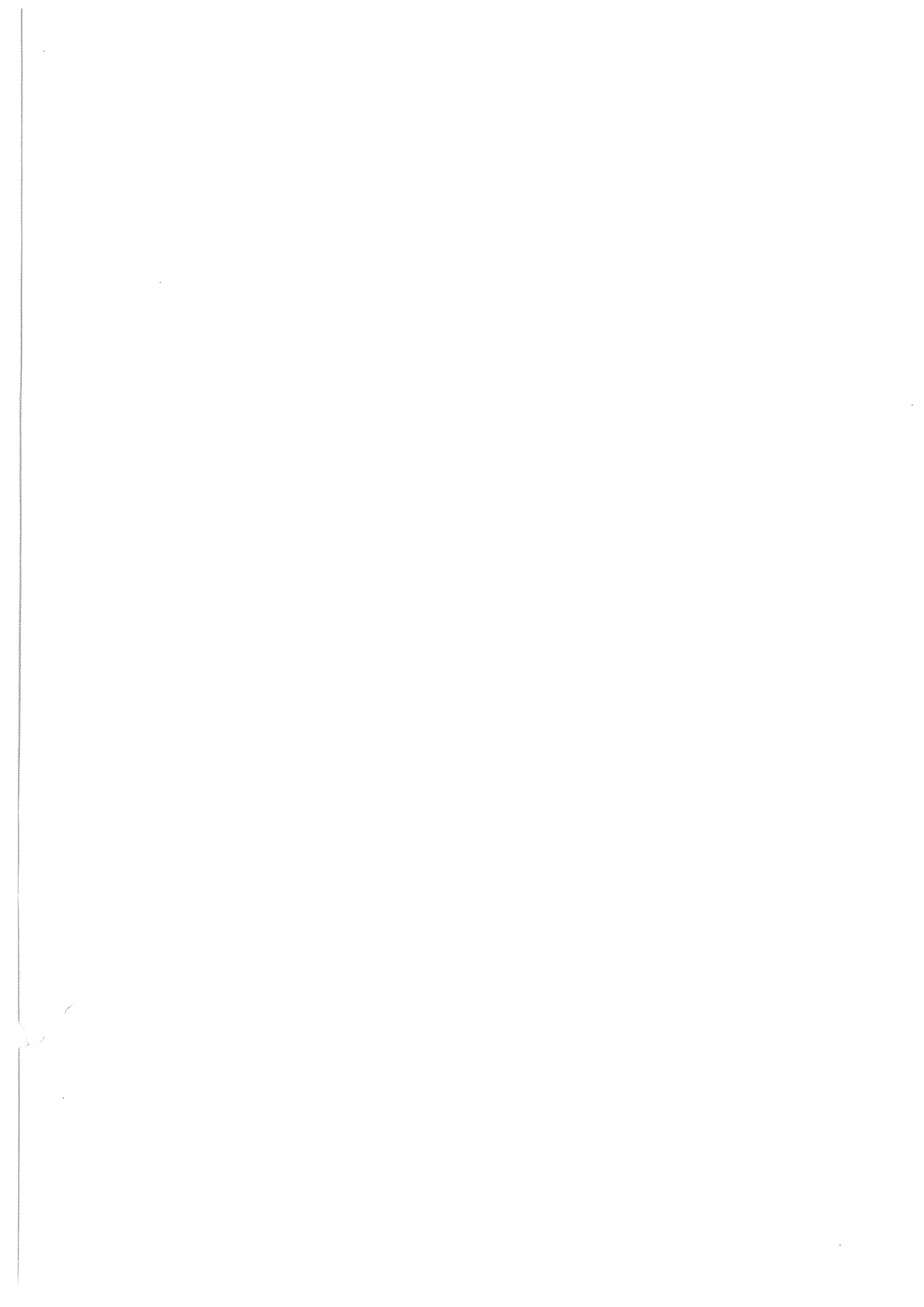
- [28] K.B. Davis, M.O Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, and W. Ketterle. *Phys. Rev. Lett.*, **75** :3969, 1995.
- [29] N.H. Dekker and al. *Phys. Rev. Lett.*, **84** :1124, 2000.
- [30] J. Denschlag and al. *Phys. Rev. Lett.*, **82** :2014, 1999.
- [31] J. Denschlag and al. *Appl. Phys. B.*, **69** :291, 1999.
- [32] B. Diu, C. Guthmann, D. Lederer, and B. Roulet. *Physique Statistique*. Hermann, Paris, 1997.
- [33] M. Drndric, G. Zabow, C.S. Lee, J.H. Thywissen, K.S. Johnson, M. Prentiss, R.M. Westervelt, P.D. Featonby, V. Savalli, L. Cognet, K. Helmerson, N. Westbrook, C.I Westbrook, and W.D. Phillips A. Aspect. *Phys. Rev. A*, **60** :4012, 2000.
- [34] B. Dubetsky and P.R. Berman. *Phys. Rev. A*, **58** :2413, 1998.
- [35] R. Folman and al. *Phys. Rev. Lett.*, **84** :4749, 2000.
- [36] D.M. Giltner, R.W. McGowan, and S.A. Lee. *Phys. Rev. A*, **52** :3966, 1995.
- [37] A. Goepfert and al. *Appl. Phys. B.*, **69** :217, 1999.
- [38] G. Grynberg, A. Aspect, and C. Fabre. *Introduction aux laser et à l'optique quantique*. Ellipses, Paris, 1997.
- [39] J.V. Hajnal, K.G.H. Baldwin, P.T.H. Fisk, H.-A. Bachor, and G.I. Opat. *Opt. commun.*, **73** :331, 1989.
- [40] E.A. Hinds, M.G. Boshier, and I.G. Hughes. *Phys. Rev. Lett.*, **80** :645, 1998.
- [41] O. Houde, D. Kadio, and L. Pruvost. *Phys. Rev. Lett.*, **85** :5543, 2000.
- [42] H. Ito, T. Nakata, K. Sakati, M. Ohtsu, K.I. Lee, W. Jhe, and Phys. *Phys. Rev. Lett.*, **76** :4500, 1996.
- [43] D. Kadio, O. Houde, and L. Pruvost. *Euro. phys. Lett.*, **54** :417, 2001.
- [44] A. Kasevich, D.S. Weiss, and S. Chu. *Opt. Lett.*, **15** :607, 1990.
- [45] M. Kasevich and Steven Chu. *Phys. Rev. Lett.*, **67** :181, 1991.

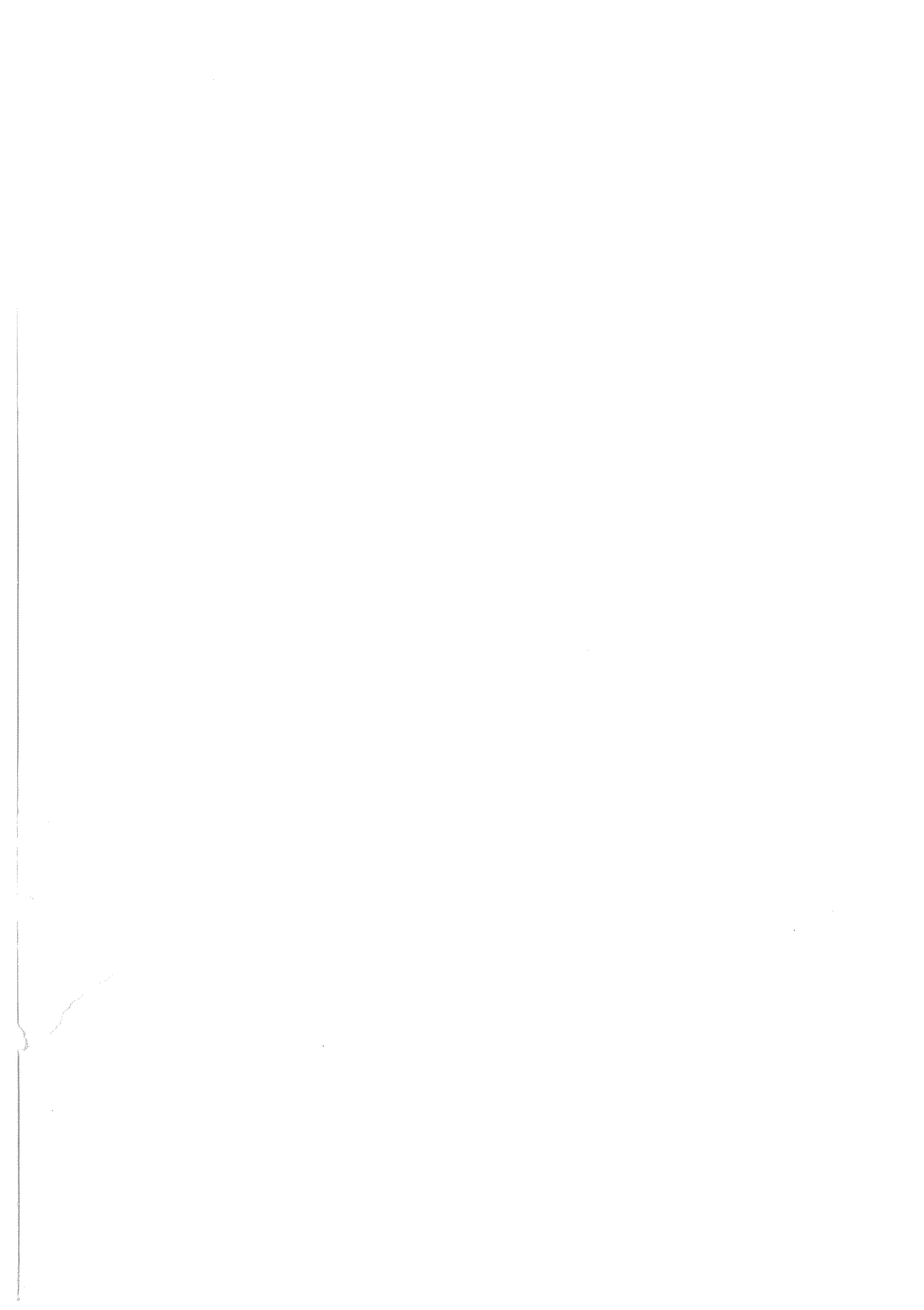
- [46] D.W. Keith, M.L. Schattenburg, H.I. Smith, and D.E. Pritchard. *Phys. Rev. Lett.*, **61** :1580, 1998.
- [47] M. Key and al. *Phys. Rev. Lett.*, **84** :1371, 2000.
- [48] M. Kozuma and al. *Phys. Rev. Lett.*, **82** :871, 1999.
- [49] S. Kunze, S. Dürr, and G. Rempe. *Euro. phys. Lett.*, **34** :343, 1996.
- [50] L.D. Landau and E.M. Lifshitz. *Physique théorique : mécanique tome 1*. London, 1958.
- [51] D.C. Lau, R. Mc Lean, A.I. Sidorov, D.S. Gough, J. Koperski, W.J. Rowlands, B.A. Sexton, G.I. Opat, and P. Hannaford. *Quant. Semiclass. Opt.*, **1** :371, 1999.
- [52] D.C. Lau, A.I. Sidorov, G.I. Opat, R. Mc Lean, W.J. Rowlands, and P. Hannaford. *Euro. phys. J. D*, **5** :193, 1999.
- [53] V.S. Letokhov and V.G. Minogin. *Phys. Rep.*, **73** :3, 1981.
- [54] F. Lison, D. Haubrich, P. Schuh, and D. Meschede. *Appl. Phys. B.*, **69** :501, 1999.
- [55] L.G. Marcassa, D. Milori, M. Oria, G.I. Surdutovich, S.C Zilio, and V.S Bagnato. *Brazilian Journal of Physics*, **22** :3, 1992.
- [56] E. Maréchal, S. Guibal, J.-L. Bossenec, J.-C. Keller, and O. Gorceix. *Phys. Rev. A*, **59** :4636, 1999.
- [57] P.J. Martin and al. *Phys. Rev. Lett.*, **60** :515, 1988.
- [58] V.G. Minogin, J.A. Richmond, and G.I. Opat. *Phys. Rev. A*, **58** :3138, 1998.
- [59] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman. *Phys. Rev. Lett.*, **65** :1571, 1990.
- [60] M.K. Oberthaler and al. *Phys. Rev. Lett.*, **77** :4980, 1996.
- [61] M.A. Ol'Shanii, Y.B. Ovchinikov, and V.S. Letokhov. *Opt. commun.*, **98** :77, 1993.
- [62] Y.B. Ovchinikov, I. Manek, and R. Grimm. *Phys. Rev. Lett.*, **79** :2225, 1997.
- [63] H. Perrin. *Refroidissement d'atomes de césium confinés dans un piège dipolaire très désaccordé*. PhD thesis, Université de Paris 6, Paris VI, juin 1998.

- [64] W. Petrich, M.H. Anderson, J.R. Ensher, and E. Cornell. *J. Opt. Soc. Am. B*, **11** :1332, 1994.
- [65] T. Pfau and al. *Phys. Rev. Lett.*, **71** :3427, 1993.
- [66] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling. *Numerical Recipes*. Cambridge university Press, New York, 1988.
- [67] L. Pruvost, D. Marescaux, O. Houde, and H.T. Duong. *Opt. commun.*, **166** :199, 1999.
- [68] J. Reichel, F. Bardou, M. Ben Dahan, E. Peik, S. Rand, C. Salomon, and C. Cohen-Tannoudji. *Phys. Rev. Lett.*, **75** :4575, 1995.
- [69] M.J. Renn, E.A. Donley, E.A. Cornell, C.E. Wieman, and D.Z. Anderson. *Phys. Rev. A*, **53** :R648, 1996.
- [70] M.J. Renn, D. Montgomery, O. Vdovin, D.Z. Anderson, C.E. Wieman, and E.A. Cornell. *Euro. phys. Lett.*, **75** :3253, 1995.
- [71] M.J. Renn, A.A. Zozulya, E.A. Donley, E.A. Cornell, and D.Z. Anderson. *Phys. Rev. A*, **55** :3684, 1997.
- [72] F. Riehle and al. *Phys. Rev. Lett.*, **67** :177, 1991.
- [73] T.M. Roach, H. Abele, M.G. Boshier, H.L. Grossman, K.P. Zetie, and E.A. Hinds. *Phys. Rev. Lett.*, **75** :629, 1995.
- [74] P. Rosenbusch and al. *Phys. Rev. A*, **61** :031404(R), 2000.
- [75] P. Rosenbusch and al. *Appl. Phys. B.*, **70** :709, 2000.
- [76] P. Rosenbusch, J.A. Retter, B.V. Hall, E.A. Hinds, F; Lison, D. Haubrich, and D. Meschede. *Appl. Phys. B.*, **70** :661, 2000.
- [77] C.V. Saba, P.A. Barton, M.G. Rosenbusch, B.E. Sauer, and E.A. Hinds. *Phys. Rev. Lett.*, **82** :468, 1999.
- [78] H. Sakai and al. *Phys. Rev. A*, **57** :2794, 1998.
- [79] M. Schiffer, M. Rauner, M. Zinner, K. Sengstock, and W. Ertmer. *Appl. Phys. B.*, **67** :705, 1998.

- [80] J. Schmiedmayer. *Phys. Rev. A*, **52** :R13, 1995.
- [81] T. Seideman. *J. Chem. Phys.*, **106** :2881, 1996.
- [82] I. Serre. *Interférométrie atomique de type Young : réalisation et caractérisation de la source d'atomes de rubidium froids et de la méthode de détection intégrale*. PhD thesis, Université de paris-sud, Orsay, Décembre 1997.
- [83] I. Serre, L. Pruvost, and H.T. Duong. *Appl. opt.*, **37** :1016, 1998.
- [84] D.W. Sesko, T.G. Walker, and C.E. Wieman. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8** :946, 1991.
- [85] F. Shimizu, K. Shimizu, and H. Takuma. *Phys. Rev. A*, **46** :R17, 1992.
- [86] A.I. Sidorov, R.J. Mc Lean, W.J. Rowlands, D.C. Lau, J.E. Murphy, M. Walkiewicz, G.I. Opat, and P. Hannaford. *Quant. Semiclass. Opt.*, **8** :603, 1996.
- [87] M.J. Snadden and al. *Phys. Rev. Lett.*, **81** :971, 1998.
- [88] H. Stapelfeldt, H. Sakai, E. Constant, and P.B. Corkum. *Phys. Rev. Lett.*, **79** :2787, 1997.
- [89] A.M. Steane, M. Chowdbury, and C.J. Foot. *J. Opt. Soc. Am. B*, **9** :2142, 1992.
- [90] C.V. Sukumar and D.M. Brink. *Phys. Rev. A*, **56** :2451, 1997.
- [91] K. Szymaniec, H.J. Davies, and C.S. Adams. *Euro. phys. Lett.*, **45** :450, 1999.
- [92] M. Tangui and al. (article soumis à *phys. rev. a*).
- [93] C. C. Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë. *Mécanique quantique II*. Hermann, Paris, 1992.
- [94] C.C. Tannoudji. *Cours IV du 04-11-1997*. Collège de France, Paris, 1997.
- [95] C.C. Tannoudji. *Cours V du 18-11-1997*. Collège de France, Paris, 1997.
- [96] B.K. Teo and G. Raithel. *Phys. Rev. A*, **63** :031402-1, 2001.
- [97] T. Walker, D. Sesko, and C. Wieman. *Phys. Rev. Lett.*, **64** :408, 1990.
- [98] D.S. Weiss, B.C. Young, and S. Chu. *Phys. Rev. Lett.*, **70** :2706, 1993.
- [99] M. Weitz, T. Heupel, and T.W. Hänsch. *Phys. Rev. Lett.*, **77** :2356, 1996.
- [100] M. Weitz, B.C. Young, and S. Chu. *Phys. Rev. Lett.*, **73** :2563, 1994.

-
- [101] X. Xu, V.G. Minogin, K. Lee, and W. Jhe. *Phys. Rev. A*, **60** :4796, 1999.
- [102] B.S. Zhao, H.S. Chung, K. Cho, S.H. Lee, S. Hwang, J. Yu, Y.H. Ahn, J.Y. Sohn, D.S. Kim, W.K. Kang, and D.S. Chung. *Phys. Rev. Lett.*, **85** :2705, 2000.





Résumé

Nous avons réalisé et démontré l'efficacité de trois éléments d'optique atomique : un guide et une séparatrice qui utilisent la force dipolaire, et un miroir concave qui utilise la force magnétique. Ces éléments ont été appliqués à des atomes ^{87}Rb initialement refroidis à $10\ \mu\text{K}$ dans une mélasse optique.

Le guide est réalisé avec un faisceau laser Nd:YAG très désaccordé en dessous de la résonance atomique et crée un piège dipolaire 2D. Lorsque le nuage atomique est libéré de la mélasse optique, il tombe sous l'effet de la gravité, et à cause du guide dipolaire une partie des atomes reste confinée dans le faisceau laser de guidage. L'efficacité du guide obtenue est d'environ 40 % sur une distance de 30 cm. De plus, comme le faisceau de guidage est focalisé, une compression du nuage a lieu, et en utilisant la partie de défocalisation du faisceau, on observe un refroidissement adiabatique du nuage jusqu'à environ $2\ \mu\text{K}$, ce qui correspond à un abaissement de la température des atomes d'un facteur 5 [L. Pruvost, D. Marescaux, O. Houde, H.T. Duong, *Opt. Comm.* **166** (1999) 199]. Les résultats sont interprétés à l'aide d'un modèle numérique qui utilise une méthode statistique de type Monte Carlo. On a observé expérimentalement et montré par les calculs numériques qu'on peut faire un « doughnut d'atomes » si on introduit dans le guide dipolaire des atomes de moment cinétique moyen non nul et si le guide est utilisé en mode pulsé.

La séparatrice utilise deux guides dipolaires qui se croisent : l'un est suivant la verticale et l'autre suivant la direction oblique fait un angle de 0.12 radian avec la verticale. Les atomes sont guidés initialement dans le guide vertical. Lorsqu'ils ont chuté de quelques millimètres, le guide oblique est alors soudainement allumé. Le couplage créé au point de croisement des guides permet un transfert des atomes du guide vertical dans le guide oblique. L'observation à environ 10 mm en dessous de la position du piège magnéto-optique, montre une séparation du nuage de l'ordre de quelques millimètres. L'efficacité de transfert mesurée est de 30% [O. Houde, D. Kadio, L. Pruvost, *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 5543]. On a montré par le calcul qu'une séquence temporelle du guide oblique bien choisie, permet d'augmenter l'efficacité de la séparatrice.

Le miroir concave utilise le champ magnétique en mode pulsé d'un quadrupôle, appliqué quand les atomes sont tombés de quelques millimètres. On a observé clairement deux rebonds. Le potentiel magnétique vu par les atomes étant courbé dans les trois directions de l'espace, le rebond du nuage atomique s'accompagne d'une refocalisation [D. Kadio, O. Houde, L. Pruvost, *Euro. Phys. Lett.* **54** (2001) 417]. Le miroir présente par ailleurs des aberrations. Les calculs numériques ont montré que l'ajout d'un champ magnétique tournant permet de réduire considérablement les aberrations du miroir.

Summary

We have realized and demonstrated three efficient atom optics elements: a guide and a beamsplitter which use the dipole force and a concave mirror which uses the magnetic force. These elements have been tested with a cold atoms ^{87}Rb cloud at a temperature of $10\ \mu\text{K}$ in an optical molasses.

The guide is realized with a far red-detuned Nd:YAG laser beam which creates a 2-D dipole trap. When the atomic cloud is released from the optical molasses, it falls due to gravity and due to the dipole guide the atoms remain localised inside the guiding laser beam. The guide efficiency is about 40% over a distance of 30 cm. Furthermore, as the laser beam is focused an adiabatic compression of the cloud occurs, and in a defocusing region of the laser beam, its adiabatic cooling is observed to $2\ \mu\text{K}$, corresponding to a factor 5 between the temperature of the cloud in the molasses [1]. The results are numerically interpreted, by using a Monte Carlo statistic method. We have observed in the guide experiment and have demonstrated by calculation that if the atoms enter in the guide with a kinetic moment and if the guide is pulsed, we generate a doughnut clouds.

The beamsplitter uses two crossing dipole guides: one is along the vertical axis et the other along an oblique direction making a 0.12 radian angle with the vertical. The atoms are first guided in the vertical one. When they have travelled a few millimeters the second guide is suddenly switched on. The created coupling at the crossing point of the two guides allows an atom transfer from the vertical to the oblique direction. The observation, 10 mm below the initial trap position, shows a cloud splitting ranging a few millimeters. The measured transfer efficiency is about 30% [2]. We have demonstrated numerically that time control of the switching time of the oblique guide could permit to increase a larger beamsplitter efficiency.

The concave mirror uses a pulsed magnetic quadrupole field, applied when the atoms are fallen a few millimeters. We have clearly observed two bounces. The magnetic potential is curved and the atoms bounce and simultaneously are refocused [3]. Nevertheless, this mirror is not perfect and presents some aberrations. We have shown by using a Monte Carlo statistic method that an addition time orbiting magnetic field would significantly reduce the aberrations of the mirror.

[1] L. Pruvost, D. Marescaux, O. Houde, H.T. Duong, *Opt. Comm.* **166** (1999) 199.

[2] O. Houde, D. Kadio, L. Pruvost, *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 5543.

[3] D. Kadio, O. Houde, L. Pruvost, *Euro. Phys. Lett.* **54** (2001) 417.

Discipline : Physique

Spécialité : Laser et matière

Mots-clés : Atomes froids- diode laser- force dipolaire- optique atomique- guide dipolaire- refroidissement adiabatique- nuage atomique annulaire- séparatrice à atomes- miroir à atomes- force magnétique- champ magnétique tournant (TOP)