



HAL
open science

Deux outils pour l'optique atomique : Jet intense d'hélium métastable et Miroir à onde évanescente exaltée

Guillaume Labeyrie

► **To cite this version:**

Guillaume Labeyrie. Deux outils pour l'optique atomique : Jet intense d'hélium métastable et Miroir à onde évanescente exaltée. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 1998. Français. NNT : . tel-00372495

HAL Id: tel-00372495

<https://pastel.hal.science/tel-00372495v1>

Submitted on 1 Apr 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

No. d'ordre :

Institut d'Optique Théorique et Appliquée

Université de Paris-Sud
U.F.R Scientifique d'Orsay

Thèse

présentée pour obtenir

Le grade de Docteur en Sciences
de l'Université Paris XI Orsay

par

Guillaume Labeyrie

Sujet :

Deux outils pour l'optique atomique :
Jet intense d'hélium métastable
et
Miroir à onde évanescente exaltée.

Soutenue le 9 Janvier 1998 devant la Commission d'examen :

MM. J. Baudon	Rapporteur
J. P. Pocholle	Rapporteur
J. Bauche	Examineur
W. Ertmer	Examineur
D. Ostrowsky	Examineur
C. Westbrook	Examineur
A. Aspect	Directeur de thèse

Remerciements

Ce travail de thèse s'est déroulé au sein du Groupe Optique Atomique de l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée. Je suis reconnaissant à Monsieur IMBERT de m'avoir accueilli dans cet établissement qu'il dirige.

J'ai eu le privilège de faire partie du groupe dirigé par Alain ASPECT, tout d'abord lors d'un stage prolongé de DEA, puis de nouveau pour ma thèse. Je lui en suis très reconnaissant. J'ai été particulièrement sensible à son constant souci de pédagogie, et à sa grande disponibilité pour discuter avec ses étudiants des problèmes théoriques aussi bien qu'expérimentaux. J'espère avoir acquis à son contact les bases essentielles à la pratique du métier de chercheur.

Pendant la première phase de ma thèse, c'est-à-dire lors de mes premiers pas dans la recherche, j'ai été encadré par Robin KAISER dont j'ai beaucoup apprécié l'approche tonique de la physique. Sa capacité à appréhender les situations nouvelles et son ouverture aux problèmes les plus divers constituent pour moi un modèle. Je suis persuadé d'apprendre encore beaucoup à son contact, lors de mon séjour à venir dans son équipe et celle de Christian MINIATURA à Nice.

Mon travail sur l'hélium métastable a été suivi au jour le jour par Chris WESTBROOK. J'ai énormément bénéficié de ses connaissances approfondies sur l'hélium, et plus généralement en physique atomique. J'ai également trouvé en lui un interlocuteur toujours disponible pour discuter de manière approfondie des problèmes expérimentaux que j'ai pu rencontrer. Je remercie également Nathalie WESTBROOK pour l'aide considérable qu'elle m'a apportée lors de la rédaction de l'article sur les "couches" et de la préparation de l'exposé oral. J'ai particulièrement apprécié ses qualités de clarté et de rigueur, dont je suis bien placé pour savoir qu'elles ne sont données à tout le monde.

J'ai passé plusieurs mois en compagnie d'Arnaud LANDRAGIN, lors de notre lutte commune pour faire fonctionner l'expérience de réflexion d'atomes. J'ai apprécié son expertise expérimentale, ainsi que sa bonne humeur perpétuelle. Sa verve naturelle a permis de meubler agréablement les périodes d'attente prolongée lors des prises d'images. L'expérience sur l'hélium métastable est le résultat d'un travail d'équipe. J'ai eu le plaisir d'y travailler avec Barbara WANNER, Dirk VOELKER et Julie GROSPERRIN. L'expérience de Wilbert ROOJAKKERS a été déterminante, en particulier lors des premiers instants critiques de fonctionnement de la source. J'ai beaucoup apprécié son enthousiasme communicatif.

Une mention spéciale doit être réservée à Antoine "Bidassou" BROWAEYS, qui a eu la tâche difficile de débiter en recherche expérimentale sur le jet d'hélium. J'ai beaucoup apprécié (et abusé de) son bon caractère. Antoine a largement contribué à ce travail, en réalisant certaines expériences cruciales dont les résultats figurent dans cette thèse. Je lui suis profondément reconnaissant, et lui souhaite bonne chance pour la suite de l'expérience.

Un grand merci à tous mes autres collègues et amis du Groupe Optique Atomique, pour la bonne ambiance qu'ils ont contribué à y faire régner : Patrizia VIGNOLO, Joachim VON

ZANTHIER, Philippe BONNET, Stéphane MARTIN, Christophe JURCZAK, Jean-Yves COURTOIS, Bruno DESRUELLES, Carsten HENKEL, Vincent BOYER, David HOLLEVILLE, Phillipe BOUYER, Laurent COGNET, Gabriel HORVATH et Véronique SAVALLI.

Je remercie les différents services de l'Institut pour leur efficacité, en particulier Françoise PELLEGRINO qui s'est occupée du tirage de ce mémoire. Je souhaite également remercier Monsieur GALTIER ainsi que toute l'équipe de l'atelier de mécanique pour la réalisation de diverses parties du jet d'hélium métastable. Merci à J-P DUCHEMIN pour avoir toujours répondu avec rapidité et gentillesse à nos demandes d'intervention dans la salle de manip. Je suis reconnaissant à Monsieur LEROI et son équipe de l'atelier de mécanique du Laboratoire Aimé Cotton, ainsi qu'à Monsieur TUTOU, pour la réalisation des enceintes à vide. Merci également à Monsieur SINTES pour la conception du jet. Ma gratitude va également à Monsieur POINT de l'ENS, qui a réalisé très rapidement le bâti de la source. Merci également à la SAGEM qui a réalisé pour nous les couches diélectriques de haute qualité utilisées pour le miroir à onde évanescente. Enfin, je tiens à remercier Noël DIMARCO pour le prêt de la caméra refroidie, qui nous a permis de "photographier" le jet atomique focalisé.

Je suis honoré par la présence dans mon jury de Messieurs Jacques BAUCHE, Wolfgang ERTMER, et Dan OSTROWSKY. Je tiens particulièrement à remercier Messieurs Jacques BAUDON et Jean-Paul POCHOLLE d'avoir accepté d'être mes rapporteurs. Jean-Paul POCHOLLE a été mon responsable au sein du Laboratoire Central de Recherche de THOMSON-CSF ; je souhaite le remercier pour l'intérêt qu'il a toujours montré pour mon travail, ainsi que pour ses remarques constructives sur le manuscrit.

Je remercie Monsieur D'HAENENS, directeur du LCR, d'avoir accepté que mon travail se déroule dans le cadre d'une thèse CIFRE avec le soutien financier de THOMSON.

Enfin, je remercie toute ma famille pour son soutien (merci à Jacques pour la voiture !), en particulier Laurent et Lynette LABEYRIE qui m'ont procuré une chaude ambiance familiale au cours des derniers mois de rédaction. Merci enfin à Sabine, Pénélope des temps modernes, qui a su m'encourager et faire preuve de beaucoup de patience...

Table des matières

	1
Introduction générale	5
I Rappels sur l'interaction atome-laser	9
I. 1 Notations et définitions	9
I. 2 Effet Doppler et effet Zeeman	10
1) Effet Doppler	10
2) Effet Zeeman	11
I. 3 Les forces radiatives	12
1) La force de pression de radiation	12
4) La force dipolaire	14
 Partie 1: Un jet intense d'hélium métastable pour l'optique atomique	 17
 Introduction	 19
 II La détection des atomes d'hélium métastables	 25
II. 1 Problématique de la détection de l' He^*	25
II. 2 La détection électronique	26
II. 3 La détection optique	28
II. 3. A Paramètres importants de l' He^*	28
II. 3. B La détection à 1,08 microns	29
II. 3. C Sélectivité en vitesse	31
II. 3. D Détection de la fluorescence	32
1) Spectroscopie de fluorescence	32
2) Imagerie de la fluorescence : mesure de la densité spatiale atomique	37
II. 3. E Mesure de l'absorption	39
1) Technique de la modulation de fréquence	40
2) Technique de la sonde balayée	44
II. 3. F Evaluation des incertitudes	47
II. 3. G Comparaison fluorescence-absorption	49
 III Production d'un faisceau intense d'atomes d'He^* ralentis	 53
III. 1 Description générale de l'expérience	53

III. 1. A	Le montage expérimental	53
III. 1. B	Les lasers	55
1)	Caractéristiques	55
2)	Stabilisation fréquentielle et obtention du désaccord	56
III. 2	La source d'hélium métastable	61
III. 2. A	Jet supersonique	61
III. 2. B	Description de la source	63
III. 2. C	Caractérisation de la source	65
1)	Distribution des vitesses longitudinales	65
2)	Divergence et intensité du jet atomique	70
III. 3	La collimation transverse	74
III. 3. A	Principe de la collimation transverse	74
1)	La mélasse optique : quelques rappels	74
2)	Fronts d'ondes courbés	77
III. 3. B	Schéma expérimental	82
III. 3. C	Résultats expérimentaux	85
1)	Observation qualitative de la collimation	86
2)	Analyse des performances	87
III. 4	Le ralentissement du jet atomique	94
III. 4. A	Introduction : ralentissement d'un jet atomique	94
III. 4. B	Principe du ralentissement Zeeman : rappels	95
III. 4. C	Conception du ralentisseur	98
1)	Paramètres du ralentisseur	98
2)	Production du champ magnétique	99
III. 4. D	Montage expérimental	102
1)	Le solénoïde	102
2)	Montage optique	103
III. 4. E	Etude expérimentale du ralentissement	105
1)	Détection des atomes ralentis	105
2)	Etude du ralentissement	108
3)	Analyse du décrochage	110
4)	Performances du ralentissement	118
5)	Diffusion transverse	119
IV	Le Concentrateur	123
IV. 1	Introduction	123
IV. 2	Principe du concentrateur	124
IV. 2. A	Force moyenne dans un MOT	124

IV. 2. B	Principales propriétés du concentrateur : cas d'une friction infinie	129
IV. 2. C	Le concentrateur : analyse plus détaillée	131
1)	Gradient inhomogène	131
2)	Prise en compte du "trainage" : friction finie	132
3)	Contraintes sur le profil du gradient : rôle du décrochage	135
4)	Simulations numériques	136
5)	Taille du faisceau atomique focalisé	138
6)	Force magnétique	142
IV. 3	Le concentrateur : réalisation expérimentale	143
IV. 3. A	Montage expérimental	143
1)	Le montage optique	143
2)	Le champ magnétique quadrupolaire	144
IV. 3. B	Etude expérimentale du concentrateur	151
1)	Etude de la focale	151
2)	Taille du faisceau focalisé	159
3)	Plage de capture et gain en densité spatiale	159
4)	Déflexion et balayage du faisceau atomique	163
IV. 4	Conclusion	164
 Conclusion et perspectives		166
 Partie 2: Réflexion d'atomes de rubidium sur une onde évanescente exaltée		171
 Introduction		173
 V Le miroir à onde évanescente		177
V. 1	Réflexion par le potentiel dipolaire	177
V. 2	Interaction de van der Waals : rôle dans le miroir atomique	180
V. 3	Suppression de l'émission spontanée	181
 VI Exaltation de l'onde évanescente : le guide d'onde résonnant		185
 VII Réflexion d'atomes froids sur l'onde exaltée		215
VII. 1	Schéma expérimental	216

VII. 2 Principe de l'expérience : mesure du seuil de réflexion	218
VII. 3 Résultat expérimental.....	219
Conclusion	222
Bibliographie	225

Introduction générale

Le domaine de la manipulation d'atomes par laser a connu un développement extraordinaire au cours des deux dernières décennies. L'observation par plusieurs groupes [1, 2, 3] de la condensation de Bose-Einstein permet de mesurer le chemin parcouru, depuis la première mise en évidence expérimentale par Frisch [4] en 1933 de la déflexion d'un jet de sodium illuminé par la lumière d'une lampe. L'effort de recherche a tout d'abord essentiellement porté, dans les années 80, sur le refroidissement et le piégeage d'atomes par laser. Il a conduit en particulier à l'élaboration du piège magnéto-optique (PMO) [5], qui est devenu un outil standard pour le confinement spatial et le refroidissement d'un échantillon d'atomes neutres. De nouveaux mécanismes de refroidissement, comme le refroidissement Sisyphe [6, 7], ont permis d'obtenir des températures inférieures à la limite Doppler, très proches du seuil imposé par le recul du photon. Ce seuil a été lui-même franchi en 1988 [8], grâce au piégeage cohérent de population sélectif en vitesse (VSCPT). Des températures sub-recul ont également été obtenues par la technique du refroidissement Raman [9, 10].

Plus récemment, on a pu assister à un essor très important de l'optique atomique. Ce domaine vise à utiliser les atomes dans des dispositifs analogues à ceux qui existent en optique "conventionnelle". On peut ainsi réfléchir, focaliser, faire diffracter et interférer des faisceaux atomiques. Des hologrammes atomiques ont même été réalisés [11]. Les applications potentielles sont nombreuses et de nature très diverse; parmi celles-ci, on peut citer l'utilisation d'interféromètres atomiques comme gyromètres [12, 13] ou pour mesurer la gravitation [14], ainsi que les applications des faisceaux atomiques à la micro- (voire nano-) lithographie [15]. Les techniques de manipulation par laser interviennent à plus d'un titre dans le développement de l'optique atomique. En premier lieu, elles sont souvent à la base du fonctionnement des "composants" élémentaires (miroirs, lentilles, ...) qui permettent de faire de l'optique avec les atomes. Par ailleurs, elles sont indispensables à l'élaboration de sources atomiques possédant les caractéristiques appropriées (intensité, cohérence).

Le travail présenté dans ce mémoire illustre chacun de ces deux aspects.

Dans une première partie, nous décrivons l'élaboration d'une source intense d'atomes d'hélium métastable. Cette espèce atomique présente un intérêt considérable, tant d'un point de vue fondamental que de par ses applications pour la lithographie et l'étude des propriétés des surfaces. Cependant, l'efficacité réduite du processus d'excitation de l'état métastable limite sévèrement l'intensité des sources disponibles. Grâce à diverses techniques de manipulation par laser, et en particulier en tirant parti de la composante *dissipative* de l'interaction atome-rayonnement, il est possible d'augmenter considérablement la *luminance* d'une source atomique. Cette propriété constitue l'une des différences importantes avec l'optique, où la luminance est conservée. Nous pensons que l'effort déployé pour réaliser une source intense et fiable est indispensable, car il devrait permettre d'effectuer de nombreuses expériences où l'intensité atomique constitue le facteur limitant.

Dans la seconde partie de ce mémoire, nous nous intéressons au miroir à atomes. L'étude de ce composant-clé pour l'optique atomique constitue une activité importante au sein de notre groupe. Notre expérience de réflexion d'atomes de rubidium par une onde évanescente nous a ainsi permis d'étudier la spécularité de cette réflexion [16, 17], de mesurer l'attraction de van der

Waals entre un atome et la surface diélectrique du miroir [18] , et plus récemment d'observer la diffraction des atomes en incidence normale sur un potentiel spatialement modulé [19] . Plus spécifiquement, le travail présenté dans ce mémoire porte sur l'étude d'un dispositif résonnant constitué de couches minces diélectriques permettant d'amplifier de plus de trois ordres de grandeur l'intensité de l'onde évanescente sur laquelle se réfléchissent les atomes. Grâce à ce système, nous pouvons réfléchir les atomes en l'absence quasi-totale d'émission spontanée pendant le rebond, ce qui est indispensable au maintien de la cohérence de l'onde de matière réfléchie. Nous pensons donc que cette technique constitue une étape importante dans la réalisation de miroirs à atomes véritablement utilisables pour l'optique atomique.

L'organisation générale du mémoire est la suivante.

Nous commençons par effectuer quelques brefs rappels sur l'interaction atome-laser, afin d'introduire les notions qui seront utiles par la suite.

La partie [1] est consacrée à l'expérience sur le jet d'hélium métastable. Elle est divisée en deux chapitres ; le premier décrit la production du jet d'hélium métastable collimaté et ralenti. Le second chapitre est consacré à la description d'un "concentrateur", fonctionnant sur le principe d'un piège magnéto-optique à deux dimensions, qui permet de focaliser et de défléchir le jet atomique. L'étude de ce nouvel outil pour la manipulation de jets atomiques rapides constitue l'élément le plus original de cette partie.

La partie [2] porte sur le miroir à atomes. Nous rappelons dans le premier chapitre le principe de la réflexion d'atomes par une onde évanescente. Le second chapitre est consacré à la description et à la caractérisation du système d'exaltation de l'onde évanescente. Nous décrivons enfin, dans le troisième chapitre, une expérience préliminaire de réflexion d'atomes de rubidium par l'onde évanescente exaltée.

Dans la conclusion, nous évoquons un certain nombre de perspectives expérimentales au sein du groupe d'Optique Atomique de l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée.

Chapitre I

Rappels sur l'interaction atome-laser

Chapitre I

Rappels sur l'interaction atome-laser

Nous effectuons dans ce chapitre de brefs rappels sur l'interaction résonnante entre un atome et un champ électro-magnétique. Notre but n'est pas ici de présenter une analyse approfondie de ce problème, mais plutôt de dégager quelques résultats simples sur les deux types de forces radiatives qui seront utilisées pour manipuler les atomes dans les expériences détaillées dans ce mémoire : la force dipolaire et la force de pression de radiation. Nous introduisons également les notations et définitions qui nous seront nécessaires par la suite.

I. 1 Notations et définitions

Nous considérons le système schématisé sur la figure (I-1), constitué par un atome à deux niveaux, le niveau fondamental $|f\rangle$ et le niveau excité $|e\rangle$; l'intervalle d'énergie entre les deux niveaux atomiques considérés vaut $\hbar\omega_{at}$. La largeur naturelle du niveau excité, donnée par l'inverse de sa durée de vie, est désignée par Γ . Nous notons \mathbf{d} l'élément de matrice du dipôle atomique entre les états $|e\rangle$ et $|f\rangle$. Le système est illuminé par une onde monochromatique, de pulsation ω_L et d'intensité I_L .

Le champ électromagnétique a pour effet de coupler les deux niveaux d'énergie de l'atome ; une mesure de l'intensité de ce couplage est donnée par la *fréquence de Rabi* :

$$\Omega_1 = -\frac{\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}}{\hbar} \quad (\text{I.1})$$

où \mathbf{E} est le champ électrique. On peut également introduire une autre quantité qui nous sera très utile, l'*intensité de saturation* de la transition I_{sat} ; elle est définie par la relation :

$$I_{sat} = \frac{2\pi^2 c}{3\lambda^2} \hbar \Gamma \quad (\text{I.2})$$

On peut montrer que la fréquence de Rabi Ω_1 , l'intensité de l'onde laser I_L et l'intensité de saturation I_{sat} sont reliées par la relation :

$$\frac{I_L}{I_{sat}} = 2 \frac{\Omega_1^2}{\Gamma^2} \quad (\text{I.3})$$

On définit le *désaccord* δ_L du laser par rapport à la résonance :

$$\delta_L = \omega_L - \omega_{at} \quad (\text{I.4})$$

Les interactions auxquelles nous allons nous intéresser sont de type résonnant : leur intensité dépend de l'écart entre la fréquence caractéristique de la transition atomique et celle de la

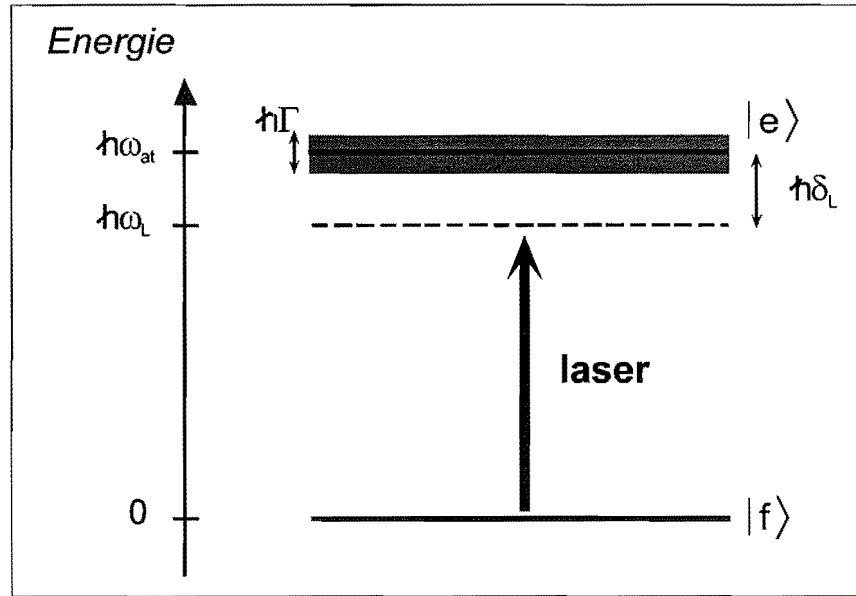


Figure I-1 : **L'atome à 2 niveaux.** On considère deux états énergétiques possibles pour l'atome : l'état fondamental $|f\rangle$ et l'état excité $|e\rangle$. La largeur naturelle du niveau excité est notée Γ . Les deux niveaux, séparés par l'énergie $\hbar\omega_{at}$ de la transition, sont couplés par le laser de fréquence $\omega_{at}/2\pi$. Le désaccord du laser par rapport à la résonance est défini par : $\delta_L = \omega_L - \omega_{at}$.

lumière. Le désaccord va donc souvent constituer le paramètre ajustable permettant de moduler l'intensité de l'interaction entre l'atome et le laser. Nous disposons, de plus, de deux effets qui vont nous permettre d'introduire une dépendance du désaccord vis-à-vis de la vitesse ou bien de la position de l'atome : l'effet Doppler et l'effet Zeeman. Nous rappelons donc brièvement leurs caractéristiques dans le paragraphe suivant.

I. 2 Effet Doppler et effet Zeeman

1) Effet Doppler

L'expression (I.4) décrit le désaccord entre l'onde laser et un atome au repos. Dans le cas plus général où l'atome est en mouvement, celui-ci perçoit l'onde lumineuse avec une fréquence différente de $\omega_L/2\pi$, et qui dépend de sa vitesse : c'est l'effet Doppler. Pour illustrer cet effet, considérons la situation générale où un atome de vitesse \mathbf{v} interagit avec une onde plane, de vecteur d'onde \mathbf{k} . Dans le référentiel de l'atome, la fréquence effective du laser est donnée par :

$$\omega_L^{eff} = \omega_L - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \quad (I.5)$$

Le désaccord total δ entre laser et atome vaut donc :

$$\delta = \omega_L^{eff} - \omega_{at} = \delta_L + \delta_D \quad (I.6)$$

où le "désaccord Doppler" δ_D est défini par :

$$\delta_D = -\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \quad (I.7)$$

Si l'on considère, par exemple, le cas où l'atome et l'onde lumineuse se propagent dans des directions opposées, l'expression (I.5) montre que l'atome perçoit le laser avec une fréquence effective plus élevée. Pour se placer à résonance avec l'atome en mouvement, on doit donc décaler la fréquence du laser "vers le rouge" de la transition ($\omega_L < \omega_{at}$).

2) Effet Zeeman

L'effet Zeeman correspond au déplacement des niveaux d'énergie atomique en présence d'un champ magnétique extérieur B , dû à l'interaction entre celui-ci et le spin de l'électron. Pour des champs suffisamment faibles, ce déplacement énergétique est proportionnel au champ magnétique appliqué. Un champ magnétique peut donc être utilisé pour faire varier la fréquence associée à une transition atomique ; ce phénomène est à l'origine de plusieurs techniques très répandues en optique atomique, comme par exemple le confinement d'atomes dans un piège magnéto-optique. Nous en verrons deux exemples d'applications, dans les chapitres [III] et [IV]. Pour illustrer notre propos, considérons deux niveaux atomiques, caractérisés par leurs nombres quantiques (J_f, m_f) et (J_e, m_e) ¹, et séparés par l'énergie $\hbar\omega_{at}$. En présence d'un champ magnétique B , la séparation énergétique entre les deux niveaux devient :

$$\hbar\omega(B) = \hbar\omega_{at} + \mu_B (g_e m_e - g_f m_f) B \quad (I.8)$$

où g_f et g_e sont les facteurs de Landé associés aux deux niveaux considérés et μ_B le magnéton de Bohr. On peut donc, comme nous l'avons fait pour l'effet Doppler, définir un "désaccord Zeeman" donné par l'expression :

$$\delta_Z = \frac{\mu_B}{\hbar} (g_e m_e - g_f m_f) B \quad (I.9)$$

Dans ce mémoire, nous n'utiliserons l'effet Zeeman que dans l'expérience sur l'hélium métastable ; on utilisera pour manipuler cet atome la transition $2^3S_1 (g_f = 2) \rightarrow 2^3P_2 (g_e = 3/2)$, en employant des polarisations circulaires de façon à exciter les transitions "cyclantes" pour lesquelles $m_f = \pm 1$ et $\Delta m = m_e - m_f = \pm 1$. D'après l'égalité (I.9), on peut alors écrire le désaccord Zeeman sous la forme :

$$\delta_Z = \frac{\mu_B}{\hbar} B = \mu B \quad (I.10)$$

avec

$$\frac{\mu}{2\pi} = 1,4 \text{ MHz} \cdot G^{-1} \quad (I.11)$$

Le facteur μ que nous venons d'introduire sera très commode pour connaître la variation de la fréquence de la transition atomique en fonction du champ magnétique appliqué.

¹ J représente le moment cinétique total de l'atome, qui pour l'hélium résulte de la composition du moment cinétique orbital total des électrons et de leur moment cinétique total de spin [20] ; m_J correspond à sa projection sur l'axe de quantification, choisi suivant la direction du champ magnétique.

Nous allons maintenant nous intéresser aux forces radiatives qui sont la conséquence de l'interaction entre l'atome et l'onde lumineuse quasi-résonnante, et qui vont nous permettre d'agir sur les degrés de liberté externes atomiques.

I. 3 Les forces radiatives

Le traitement complet et rigoureux du problème de l'évolution des degrés de liberté de l'atome interagissant avec une onde électromagnétique n'est pas notre objectif; on trouvera un tel traitement par exemple dans la référence [21]. Nous cherchons plutôt à dégager quelques idées physiques simples et quelques résultats importants qui seront utilisés par la suite.

L'interaction entre une onde lumineuse et un atome donne naissance à deux types de forces susceptibles d'être utilisées pour manipuler ce dernier : la force de pression de radiation résonnante et la force dipolaire. Ces forces diffèrent notablement par leurs caractéristiques et leur interprétation. Les deux expériences décrites dans ce mémoire font chacune intervenir l'un de ces aspects de l'interaction atome-laser : la pression de radiation sera utilisée pour manipuler et augmenter l'intensité du jet d'hélium métastable (voir partie [1]); la force dipolaire exercée par une onde évanescente nous permettra, dans la partie [2], de réfléchir un nuage d'atomes froids de Rubidium en incidence normale sur un miroir à atomes.

1) La force de pression de radiation

Lorsqu'un atome est plongé dans un champ électro-magnétique quasi-résonnant, il effectue un grand nombre de *cycles de fluorescence*. Chacun de ces cycles est composé de l'absorption d'un photon du champ, qui propulse l'atome dans l'état excité, suivi d'une désexcitation par émission d'un photon de fluorescence. La figure (I-2) illustre les échanges d'impulsion associés à un tel cycle.

Lorsque l'atome absorbe un photon du champ incident, celui-ci lui communique une impulsion $\hbar\mathbf{k}_L$. Par conséquent, la vitesse de l'atome dans la direction de propagation de l'onde incidente est modifiée d'une certaine quantité : c'est la "vitesse de recul", qui est donc définie par l'égalité :

$$Mv_{rec} = \hbar k_L \quad (\text{I.12})$$

L'atome peut ensuite se désexciter en émettant un photon de fluorescence, dont la direction de propagation donnée par le vecteur d'onde \mathbf{k}_F est aléatoire. Lors de cette seconde étape, l'atome acquiert donc une impulsion $-\hbar\mathbf{k}_F$.

Considérons maintenant le bilan global du transfert d'impulsion après un nombre élevé N de tels cycles. L'impulsion totale communiquée lors de la première phase des cycles (absorption) vaut $N\hbar\mathbf{k}_L$. En revanche, le transfert d'impulsion associé à la deuxième phase (émission du photon de fluorescence) s'effectuant dans une direction aléatoire, le bilan global est nul. On peut donc écrire la force *moyenne* subie par l'atome sous la forme :

$$\mathbf{F}_{pr} = \Gamma' \hbar \mathbf{k}_L \quad (\text{I.13})$$

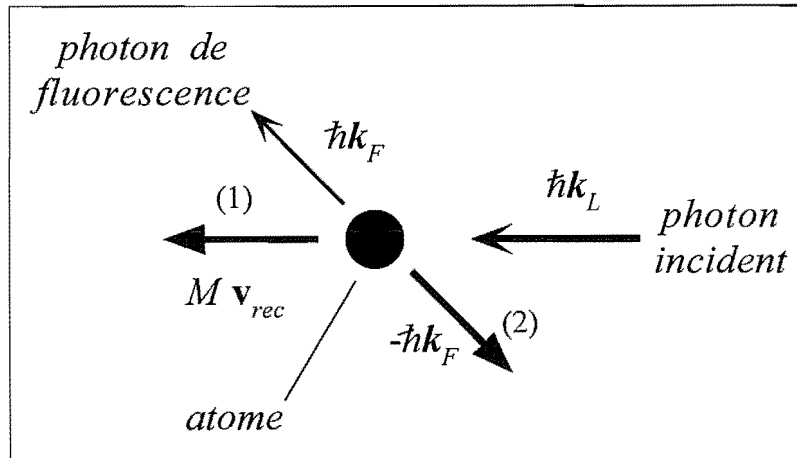


Figure I-2 : Cycle de fluorescence : interprétation de la pression de radiation. Dans la première étape du cycle, l'atome absorbe un photon du champ. L'impulsion transférée (1) est $\hbar\mathbf{k}_L = M\mathbf{v}_{rec}$. Puis l'atome se désexcite en émettant un photon de fluorescence de direction aléatoire ; il y a transfert à l'atome de l'impulsion $-\hbar\mathbf{k}_F$ (2).

où Γ' représente le nombre moyen de photons diffusés par unité de temps par l'atome. Pour un atome à deux niveaux, cette quantité s'écrit [21] :

$$\Gamma' = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \quad (\text{I.14})$$

avec

$$s = \frac{I_L/I_{sat}}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (\text{I.15})$$

L'expression (I.14) fait clairement apparaître deux régimes pour le taux de photons diffusés par l'atome, lorsque l'on fait varier l'intensité lumineuse : à "faible saturation" ($s \ll 1$), Γ' est proportionnel à l'intensité du laser, tandis qu'à "forte saturation" ($s \gg 1$), Γ' sature vers la valeur $\Gamma/2$.

On observe également que le taux de photons diffusés varie comme une lorentzienne en fonction du désaccord, avec une valeur maximale à résonance de :

$$\Gamma'_{max} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1+s_0} \quad (\text{I.16})$$

où s_0 , le paramètre de saturation à résonance, est donné par :

$$s_0 = \frac{I_L}{I_{sat}} \quad (\text{I.17})$$

La largeur totale à mi-hauteur de cette lorentzienne est donnée par :

$$\Delta = \Gamma\sqrt{1+s_0} \quad (\text{I.18})$$

Nous pouvons finalement réécrire la force de pression de radiation sous la forme :

$$\mathbf{F}_{pr} = \hbar\mathbf{k}_L \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1+s_0 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (\text{I.19})$$

Cette force, comme nous l'avons mentionné, sature à forte intensité lumineuse, vers la valeur $\hbar k_L \Gamma / 2$. L'accélération *maximale* que l'on peut communiquer à un atome par le biais de la pression de radiation vaut donc, d'après (I.12) :

$$a_{\max} = \frac{\Gamma}{2} v_{rec} \quad (\text{I.20})$$

Le signe de la pression de radiation est toujours le même (déterminé par le sens de propagation de l'onde lumineuse), indépendamment de celui du désaccord δ , qui n'intervient dans l'expression (I.19) qu'au carré. Nous allons voir que la force dipolaire ne possède pas du tout les mêmes caractéristiques.

2) La force dipolaire

Nous avons introduit la force de pression de radiation en utilisant l'image des cycles de fluorescence. D'une façon similaire, on peut interpréter la force dipolaire en termes de cycles absorption-émission stimulée. On peut montrer [21] que la force dipolaire est proportionnelle au *gradient d'intensité* de l'onde lumineuse avec laquelle l'atome interagit². On peut l'écrire sous la forme :

$$\mathbf{F}_{dip} = -\frac{\hbar \delta}{2} \frac{\nabla s_0}{1 + s_0 + \left(2\frac{\delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (\text{I.21})$$

On remarque immédiatement les différences que présente cette expression avec celle de la pression de radiation (expression (I.19)). Tout d'abord, la force est orientée dans la direction du gradient d'intensité lumineuse, qui n'est pas nécessairement celle de la propagation de l'onde. Ceci est illustré par les deux exemples présentés sur la figure (I-3) ; dans le premier cas, on considère une onde stationnaire formée par deux ondes planes contrapropagatives : le gradient est alors orienté dans la direction de propagation des ondes. Dans le deuxième exemple, on prend le cas d'un faisceau Gaussien focalisé : la direction du gradient est essentiellement orthogonale au faisceau lumineux.

On note ensuite que le signe de la force dépend cette fois-ci de celui du désaccord : ainsi, la force *attire* l'atome vers les zones de forte intensité lumineuse pour un désaccord "rouge" ($\delta < 0$), tandis qu'elle l'en expulse pour un désaccord "bleu". On peut également montrer que la force dipolaire maximale, pour une intensité lumineuse donnée, est de l'ordre de $\hbar k_L \Omega_1$: on voit donc que contrairement à la force spontanée, *la force dipolaire ne sature pas mais croît indéfiniment avec l'intensité lumineuse.*

² tandis que la pression de radiation est elle proportionnelle au *gradient de la phase* de l'onde lumineuse.

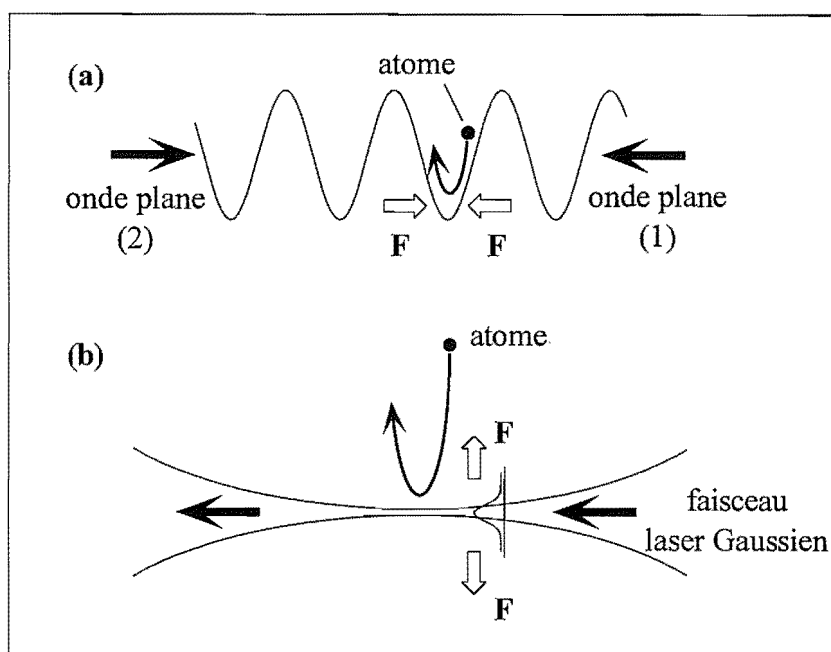


Figure I-3 : **Exemples de la force dipolaire.** (a) Onde stationnaire créée par deux ondes planes : la force est dirigée suivant la direction de propagation des ondes laser; (b) Faisceau Gaussien focalisé : la force est dirigée perpendiculairement à la direction de propagation du laser. L'atome est repoussé des zones de forte intensité lumineuse pour $\delta_L > 0$.

La force dipolaire étant proportionnelle au gradient de l'intensité lumineuse, elle est d'autant plus importante que l'onde laser utilisée présente une variation abrupte de son intensité. Pour cette raison, une onde évanescente, dont l'amplitude varie exponentiellement avec la distance à l'interface qui la supporte, est particulièrement indiquée pour exercer une force importante sur des atomes. C'est la force *répulsive*, exercée par une onde évanescente désaccordée vers le bleu de la transition atomique ($\delta > 0$), que nous utiliserons dans la partie [2] de ce mémoire pour réfléchir des atomes froids de rubidium.

Partie 1

Un jet intense d'hélium métastable pour l'optique atomique

Introduction

La première partie de ce mémoire a pour objet la description de notre expérience sur l'hélium métastable. Cette expérience a débuté en 1996, avec un premier fonctionnement de la source d'atomes métastables en mai 1996.

Pourquoi l'hélium métastable ?

L'hélium métastable (He^*) présente des caractéristiques qui en font une espèce atomique particulièrement intéressante, tant d'un point de vue fondamental qu'appliqué. A cause de la simplicité de son schéma électronique, l'hélium constitue un système "modèle" dont on sait calculer la plupart des propriétés, et qui peut donc être utilisé pour tester des modèles théoriques³. D'autre part, ses paramètres physiques (en particulier sa masse très faible) donnent éventuellement accès à de nouveaux régimes dans certaines expériences de manipulation par laser comme l'étude de la réflexion quantique [22]. Il s'agit également d'un candidat prometteur pour la condensation de Bose-Einstein [23] ; la possibilité de comparer le comportement de l'hélium 4 (boson) et de l'hélium 3 (fermion) semble particulièrement intéressante.

Par ailleurs, l'intérêt de l'hélium métastable a été démontré dans un certain nombre d'applications pratiques. La première de ces applications consiste à utiliser les atomes métastables dans un processus de lithographie. Cette technique a été testée dans plusieurs groupes [24, 15] et a d'ores et déjà démontré sa capacité à produire des résolutions de bord de 30 nm. Elle tire parti de la grande quantité d'énergie stockée dans l'état métastable (~ 20 eV), qui peut être communiquée à une couche sensible par le biais du phénomène d'ionisation Penning (voir figure (I-1)).

Les molécules qui constituent la couche sensible, connues sous l'appellation de *Self-Assembling Monolayers* (SAMs), ont des propriétés hydrophobes qui sont modifiées lors de l'exposition à l' He^* . On peut alors attaquer sélectivement le substrat dans les zones exposées, et reproduire un motif sur celui-ci. L'avantage principal de cette technique sur la méthode standard de lithographie par insolation aux UV est qu'elle n'est pas limitée, comme cette dernière, à une résolution minimale de l'ordre de 100 nm. Cette limite est fixée, dans le cas des UV, par la diffraction ; dans le cas des atomes, les longueurs d'onde de de Broglie sont beaucoup plus faibles et ne limitent pas la résolution. L'utilisation d'atomes métastables constitue donc une alternative potentielle aux autres méthodes actuellement à l'étude, à savoir celles utilisant les électrons ou les rayons X.

L'hélium métastable constitue également un outil précieux pour l'étude des surfaces, comme en témoigne la littérature abondante sur le sujet (voir par exemple [25, 26, 28]). Les techniques de l'optique atomique offrent potentiellement la possibilité de focaliser un faisceau d' He^* sur une petite surface de l'échantillon, et donc de réaliser une sonde ayant une résolution spatiale élevée.

³ L'état "fondamental" ($J = 1$) possède une structure, mais elle n'est pas trop compliquée (voir figure (I-3)).

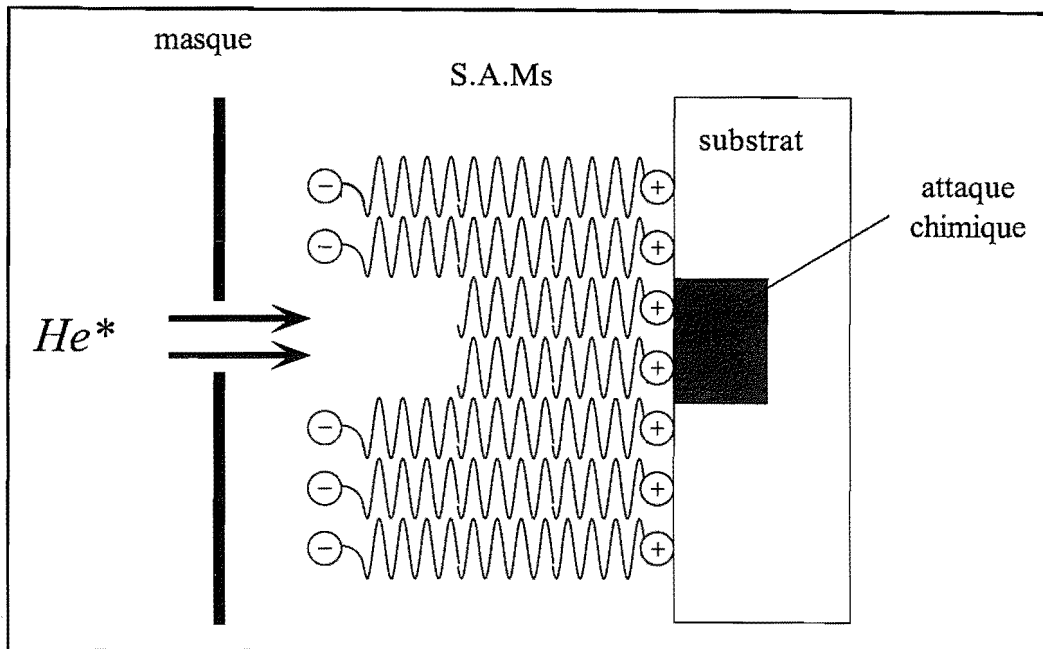


Figure I-1 : **Lithographie avec de l'hélium métastable.** On dépose une couche sensible de Self-Assembling Monolayers (SAMs) sur un substrat. L'interaction avec l' He^* modifie les propriétés de la couche, que l'on peut ensuite sélectivement dissoudre dans les zones exposées. Une attaque chimique permet alors de reproduire le motif d'un masque sur le substrat.

Problème de l'intensité de la source

Le principal problème lié à l'utilisation de l'hélium est la très faible efficacité du processus d'excitation de l'état métastable ($< 10^{-6}$ pour l'excitation par bombardement électronique de l'expérience du groupe de l'ENS [29]). Cette caractéristique limite sévèrement le nombre d'atomes disponibles pour une expérience (voir par exemple les premières expériences de piégeage de l' He^* dans un piège magnéto-optique [30]).

On doit donc tout d'abord veiller à choisir le type de source produisant l'intensité atomique maximale. A l'heure actuelle, ce sont les jets supersoniques (voir sous-chapitre [III. 2]) qui constituent les sources les plus intenses. Cependant, ces jets sont divergents (typiquement 50 mrad à mi-hauteur dans notre cas) et l'intensité atomique chute rapidement lorsque l'on s'éloigne de la source.

D'autre part, les jets supersoniques produisent les atomes à des vitesses beaucoup trop élevées ($v_z \geq 1000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) pour la plupart des expériences. Si l'on souhaite, par exemple, charger un piège magnéto-optique de façon optimale à partir du jet, celui-ci doit être préalablement ralenti à des vitesses de quelques dizaines de $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$. Ce ralentissement peut être obtenu par des techniques de manipulation par laser qui sont maintenant bien établies (voir section [III. 4]). Cependant, dans le cas particulier de l'hélium, l'utilisation de ces techniques s'accompagne d'un étalement transverse considérable du jet atomique, avec pour conséquence une diminution importante de l'intensité sur l'axe. Afin de faire apprécier au lecteur l'ampleur de ce phénomène de "diffusion transverse", nous allons nous y attacher plus en détail.

Le ralentissement du jet atomique est obtenu, comme nous le verrons dans le sous-chapitre [III. 4], grâce à la force de pression de radiation exercée par un faisceau laser contrapropagatif.

Cette force moyenne s'accompagne d'une diffusion de l'impulsion atomique due à la nature stochastique des cycles de fluorescence. Cette diffusion s'apparente à une marche au hasard dans l'espace des vitesses, avec un "pas" caractéristique donné par la vitesse de recul v_{rec} . La conséquence de ce phénomène est que le faisceau atomique va s'étaler transversalement au cours du ralentissement. On peut chiffrer cet effet en calculant les *vitesse et position* (transverses) *quadratiques moyennes (rms)* après l'absorption de N photons ; on obtient [32] :

$$v_x^{rms} \simeq \frac{v_{rec}}{\sqrt{3}} N^{1/2} \quad (\text{intro.1-1})$$

et

$$x^{rms} \simeq \frac{2c v_{rec}}{\Gamma} \frac{1}{3} N^{3/2} \quad (\text{intro.1-2})$$

Le terme $c (\geq 1)$ dans l'expression (intro.1-2) reflète le fait que le taux Γ' de photons diffusés lors du ralentissement est inférieur ou égal au taux maximal : $\Gamma' = \Gamma / (2c)$. Le terme $2c/\Gamma$ représente donc *le temps moyen qui s'écoule entre deux diffusions successives*. On comprend bien la forme prise par ces expressions : dans un mouvement de type Brownien, l'énergie cinétique moyenne augmente linéairement au cours du temps, c'est-à-dire avec N ; la vitesse *rms* augmente donc comme $N^{1/2}$. La position *rms* est proportionnelle à v_x^{rms} et au temps écoulé, c'est-à-dire à $\Delta t N^{3/2}$.

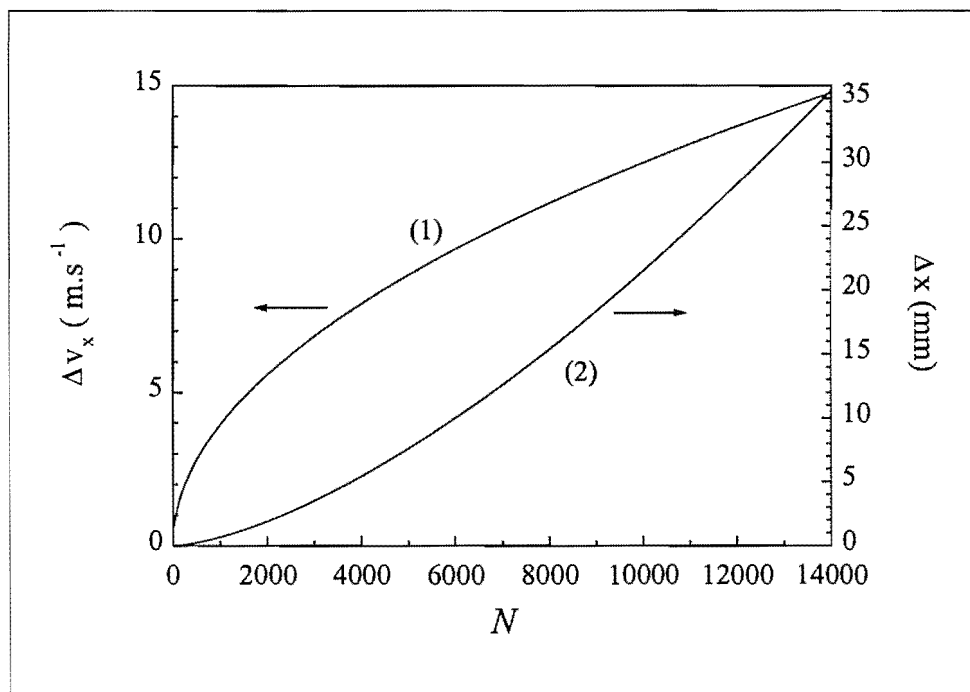


Figure I-2 : **Diffusion transverse de l'He* au cours du ralentissement.** On a tracé l'évolution des largeurs totales à mi-hauteur des distributions en vitesse (1) et position (2) transverse, en fonction du nombre de photons diffusés au cours du ralentissement. La vitesse transverse croît comme $(N)^{1/2}$ et la position transverse comme $(N)^{3/2}$. On a pris ici $c = 1,5$ (voir sous-chapitre [III. 4]).

On remarque que la diffusion est proportionnelle à la vitesse de recul : ce phénomène est donc particulièrement prononcé dans le cas de l'hélium métastable, pour lequel la vitesse de recul

est élevée ($v_{rec} = 9,2 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$). On a représenté sur la figure (I-2) l'évolution des largeurs totales à mi-hauteur des distributions transverses Δv_x et Δx en fonction de N , calculées à partir des expressions (intro.1-1) et (intro.1-2).

On voit donc qu'en fin de ralentissement ($N \sim 13000$ photons pour une vitesse initiale de $1200 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$), le faisceau atomique atteint un diamètre (largeur totale à mi-hauteur) de l'ordre de 3 cm . En pratique, de telles tailles occasionnent rapidement des pertes importantes lors du ralentissement, à cause du diamètre limité du faisceau laser ralentisseur [33]. De plus, la diffusion transverse détermine également la divergence du jet atomique en sortie du ralentisseur, fixée par le rapport $\Delta v_x/v_z$ où v_z est la vitesse finale des atomes. Le jet atomique ralenti est donc fortement divergent et son intensité diminue très rapidement lors de sa propagation ultérieure.

On comprend donc que la résolution des problèmes qui viennent d'être évoqués constitue une étape indispensable dans l'élaboration de la source d'hélium métastable. Afin d'obtenir une intensité maximale du jet atomique ralenti, nous allons employer diverses techniques de manipulation par laser, dont certaines ont déjà été appliquées avec succès [33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40] sur des jets constitués de diverses espèces atomiques (He^* , Na , Ne^* et Rb). Nous avons de plus développé une méthode originale pour réduire l'effet de la diffusion transverse. D'une façon générale, ces techniques exploitent le caractère dissipatif de la force de pression de radiation. Cette composante de l'interaction atome-laser permet en effet d'augmenter la luminance d'une source atomique, ce qui est précisément le but recherché dans ce travail.

Organisation de cette partie

Cette partie du mémoire est organisée de la manière suivante. Nous consacrons le premier chapitre à la description des techniques de détection de l'hélium métastable utilisées dans cette expérience. Nous insistons plus particulièrement sur les méthodes de détection optique, qui se sont révélées particulièrement utiles. Une attention particulière est apportée à l'interprétation des signaux qu'elles fournissent.

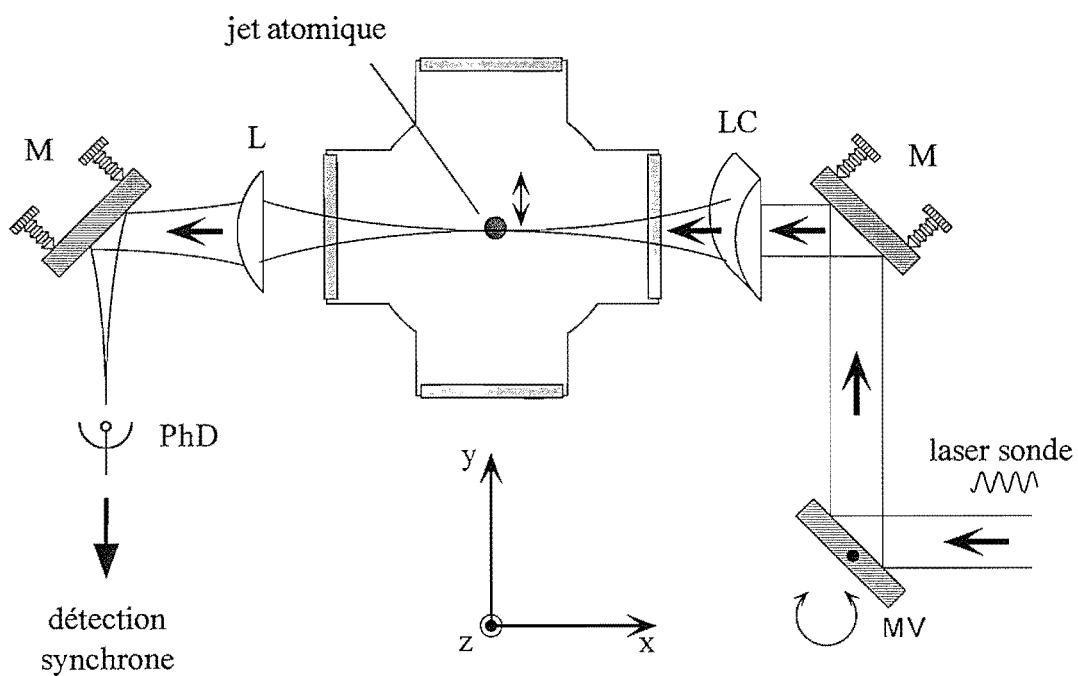
Le chapitre suivant [III] décrit la production du jet d' He^* ralenti. Une partie distincte est consacrée à chacune des trois entités qui composent le montage expérimental : la source [III. 2], la mélasse transverse [III. 3] et le ralentisseur Zeeman [III. 4]. Leurs caractéristiques et performances sont analysées en détail.

Le chapitre [IV] présente un dispositif original qui permet de focaliser un jet atomique rapide. Nous avons initialement conçu ce "concentrateur", qui fonctionne sur le principe d'un piège magnéto-optique à deux dimensions, pour lutter contre la diffusion transverse lors du ralentissement. Nous décrivons tout d'abord le principe de ce système, en utilisant un modèle simple qui permet d'en comprendre les principales propriétés. Nous présentons ensuite les résultats de l'étude expérimentale détaillée de ce système, qui sont confrontés aux prédictions de l'analyse théorique. Nous mesurons finalement l'augmentation de l'intensité atomique obtenue grâce à l'ensemble des manipulations effectuées sur le jet.

En conclusion, nous commentons certains des résultats les plus récents obtenus sur cette expérience, et nous évoquons un certain nombre de perspectives.

Chapitre II

La détection des atomes d'hélium métastables



Chapitre II

La détection des atomes d'hélium métastables

La détection des atomes d'hélium métastables constitue une difficulté majeure des expériences qui sont présentées dans cette partie du mémoire. Nous consacrons donc ce chapitre à la description détaillée des techniques de détection qui ont été mises en oeuvre. Nous identifions les deux grandes catégories de moyens de détection disponibles, et discutons leurs mérites respectifs. Puis nous nous attachons plus en détail à chacune de ces catégories, en décrivant les différentes techniques et leurs caractéristiques.

II. 1 Problématique de la détection de l' He^*

Les techniques de détection de l' He^* peuvent être classées en deux catégories, distinguées par le type d'interaction mise en oeuvre : interaction He^* -surface métallique (détection "électronique") ou interaction He^* -laser sonde (détection "optique"). Nous détaillons ces différentes techniques dans les deux parties qui suivent. La possibilité d'une détection électronique constitue un avantage certain des atomes métastables comme l' He^* ou le Ne^* . Ce type de détection a d'ailleurs été systématiquement utilisé dans les expériences antérieures sur l' He^* [29, 33, 41, 42, 43]. D'interprétation simple, elle permet des mesures quantitatives du flux d'atomes métastables. Des dispositifs comme les galettes de micro-canaux constituent par ailleurs un outil remarquable pour imager la distribution spatiale à deux dimensions d'un faisceau atomique.

L'inconvénient majeur de la détection électronique est qu'elle nécessite l'introduction de pièces matérielles dans le faisceau atomique. Ceci la rend parfois difficilement compatible avec la mesure recherchée. Ainsi, lorsque l'on veut détecter des atomes ralentis, la plaque de détection doit être transparente pour laisser passer le faisceau laser ralentisseur. D'autre part, on souhaite à long terme disposer de points permanents de diagnostic du jet atomique. La détection électronique implique alors l'utilisation de systèmes de translation sous vide. Enfin, les informations fournies par les méthodes optiques sont souvent complémentaires de celles obtenues par détection électronique : la sélectivité en vitesse de la détection optique permet ainsi d'obtenir facilement certaines quantités, pour lesquelles l'emploi de la détection électronique serait plus fastidieux.

C'est pourquoi nous avons privilégié, lorsque cela était possible, l'utilisation des méthodes de détection optique. Toute la détection est effectuée à la même longueur d'onde que celle utilisée pour la manipulation des atomes ($\lambda = 1,083 \mu m$), ce qui évite de compliquer l'expérience. Ce type de détection se distingue par sa grande souplesse d'utilisation, et constitue un outil de choix pour l'analyse des distributions des vitesses atomiques. En revanche, l'interprétation

des signaux est souvent plus délicate que dans le cas de la détection électronique, et la sensibilité est plus faible.

II. 2 La détection électronique

Lorsqu'un atome d' He^* interagit avec une surface métallique, l'énergie stockée sous forme interne ($\simeq 20 \text{ eV}$) est largement suffisante pour extraire un électron de celle-ci⁴, avec une probabilité proche de l'unité. En mesurant le courant ainsi créé, on remonte donc de façon simple au nombre d'atomes métastables qui frappent la surface par unité de temps. La version la plus simple de cette technique, connue sous le nom de "plaque de Faraday", est schématisée sur la figure (II-1) : le détecteur est une simple plaque métallique, à laquelle on applique une faible tension négative ; les électrons extraits par les atomes d' He^* sont donc repoussés par la plaque et captés par la paroi métallique qui entoure le dispositif, reliée à la terre. Un picoampèremètre mesure le courant débité, qui est directement relié au débit d'atomes d' He^* frappant la plaque. En se basant sur les valeurs publiées dans la littérature [27, 44, 45] , on peut estimer l'efficacité du processus de détection à environ 50 %.

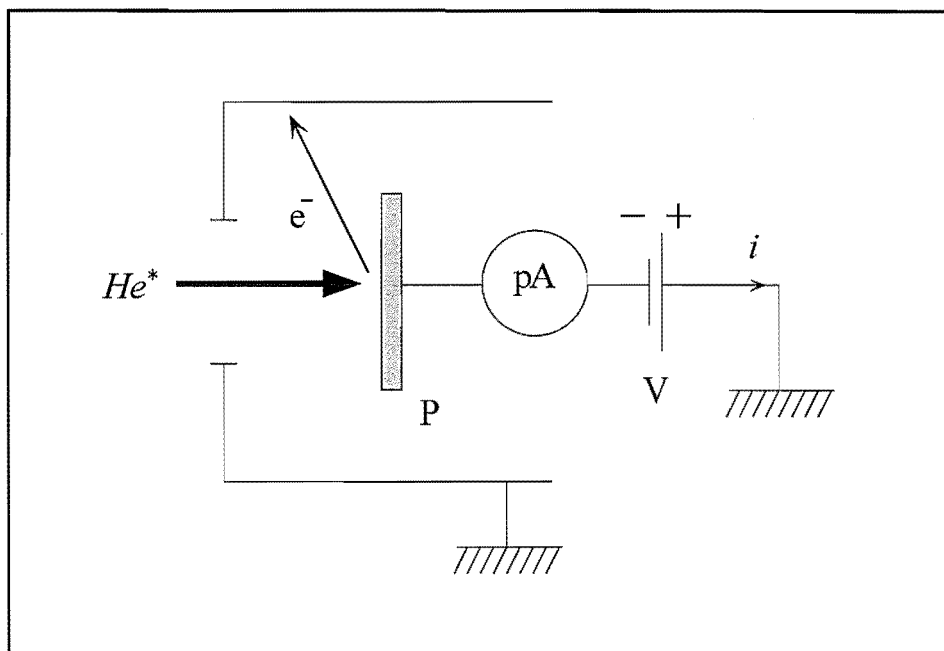


Figure II-1 : Détection par la "plaque de Faraday". La plaque métallique P est portée à un potentiel négatif ($\sim 10 \text{ V}$) ; un atome d' He^* qui frappe la plaque lui arrache un électron. Le courant résultant est mesuré à l'aide d'un picoampèremètre.

⁴ la "fonction de travail" d'un métal, qui caractérise l'énergie nécessaire à l'extraction d'un électron, est typiquement de quelques eV .

On peut augmenter considérablement la sensibilité de cette méthode en utilisant un multiplicateur d'électrons (gain typique pour le modèle utilisé : de 1 à 10^7 , suivant la tension utilisée) ; il devient alors possible de détecter individuellement les atomes.

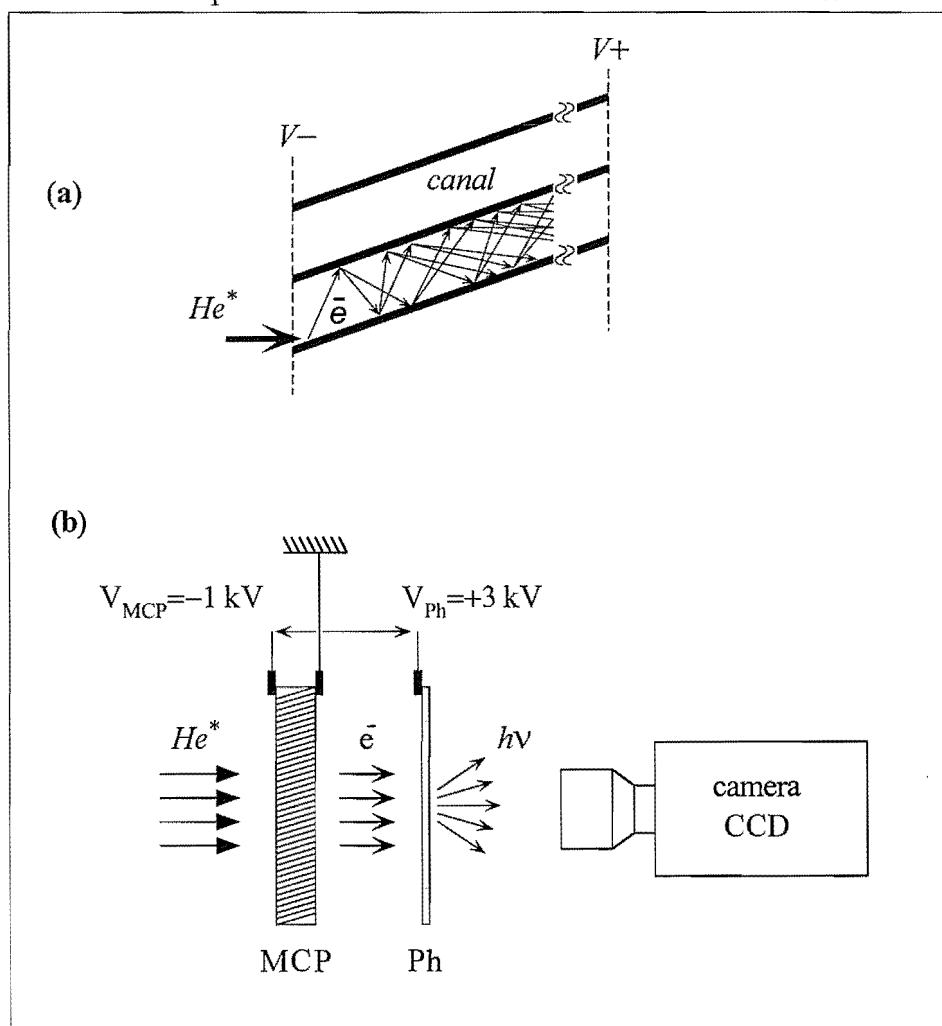


Figure II-2 : **Détection du faisceau atomique avec une galette de micro-canaux.** Les électrons produits lorsque les atomes métastables frappent les parois des canaux sont multipliés (a) et accélérés vers un écran de phosphore (b); les photons émis sont détectés avec une caméra CCD.

Enfin, on peut combiner l'amplification électronique avec la résolution spatiale en utilisant une galette de micro-canaux, ou MCP. Ce système, représenté sur la figure (II-2) (a), est l'équivalent d'un multiplicateur d'électrons "multi-canaux" ; il est constitué d'un réseau de fibres creuses inclinées, dont les parois internes sont tapissées d'un matériau multiplicateur d'électrons. Lors de l'opération, on applique une haute tension entre les deux faces de la galette : lorsqu'un atome d' He^* frappe la paroi en début de fibre, il extrait un électron qui est accéléré et qui, lors de chacun de ses impacts ultérieurs sur la paroi, génère une "gerbe" d'autres électrons. On a donc un phénomène de "cascade" qui permet une amplification importante (typiquement $\leq 10^4$, dans le cas d'un seul MCP ⁵).

⁵ L'utilisation de deux galettes de micro-canaux, montées en série, permet de gagner plusieurs ordres de grandeur supplémentaires sur l'amplification.

En adjoignant au MCP un écran de phosphore, comme cela est indiqué en **(b)**, on convertit les électrons en photons visibles, qui sont détectés par une caméra CCD ; on obtient ainsi un détecteur sensible et possédant une bonne résolution spatiale ($\simeq 100 \mu m$).

Notre système de détection à MCP a été conçu et expérimenté par Dirk Voelker, lors de son séjour de *Diplomarbeit* dans notre groupe ; la conception en a été orientée pour autoriser une grande souplesse d'utilisation, le dispositif étant entièrement et facilement démontable. Ce type de détecteur s'est avéré irremplaçable pour de nombreuses étapes de cette expérience, en particulier lors des phases d'alignement.

II. 3 La détection optique

Nous nous intéressons dans cette section à la détection optique de l'hélium métastable. Nous utilisons à cet effet les rappels sur l'interaction entre un atome et un champ laser (voir chapitre [I]). Nous introduisons tout d'abord les paramètres de l' He^* qui jouent un rôle dans la manipulation par laser. Nous décrivons brièvement les conséquences de la sélectivité en vitesse qui caractérise ce type de détection. Nous consacrons un paragraphe à chacune des techniques employées, à savoir les mesures de la fluorescence et de l'absorption. Nous analysons les signaux obtenus dans les deux situations. Enfin, nous discutons brièvement des mérites respectifs de ces différentes techniques.

II. 3. A Paramètres importants de l' He^*

Nous avons représenté sur la figure (II-3) le schéma des niveaux de l' He^* qui sont utilisés dans cette expérience pour manipuler et détecter les atomes.

Les états métastables 2^3S_1 (état "triplet") et 2^1S_0 (état "singulet") sont excités à partir de l'état fondamental 1^1S_0 , par un mécanisme détaillé dans le paragraphe [III. 2]. L'énergie considérable stockée dans ces niveaux métastables ($\simeq 20 eV$) permet notamment, comme nous l'avons déjà mentionné, de modifier les propriétés d'une couche sensible dans un processus de lithographie.

On utilise l'état triplet dont la durée de vie est de $8000 s$ [46] (contre $19,5 ms$ seulement pour l'état singulet [47]). Comparée au temps de transit des atomes dans l'expérience, la durée de vie de l'état 2^3S_1 est donc pratiquement infinie. La transition utilisée pour la manipulation par laser et la détection s'effectue, pour une longueur d'onde $\lambda = 1,083 \mu m$, entre l'état métastable 2^3S_1 et l'état excité 2^3P_2 ; il s'agit donc d'une transition $J = 1 \rightarrow J = 2$.

La figure (II-4) illustre les différentes transitions observées par absorption saturée dans une cellule d'hélium aux alentours de $\lambda = 1,083 \mu m$.

On note l'importante séparation qui existe entre les différentes transitions ; les transitions $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$ et $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$ sont séparées de $2,3 GHz$, tandis que la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_0$ est décalée de $29,9 GHz$ vers le bleu.

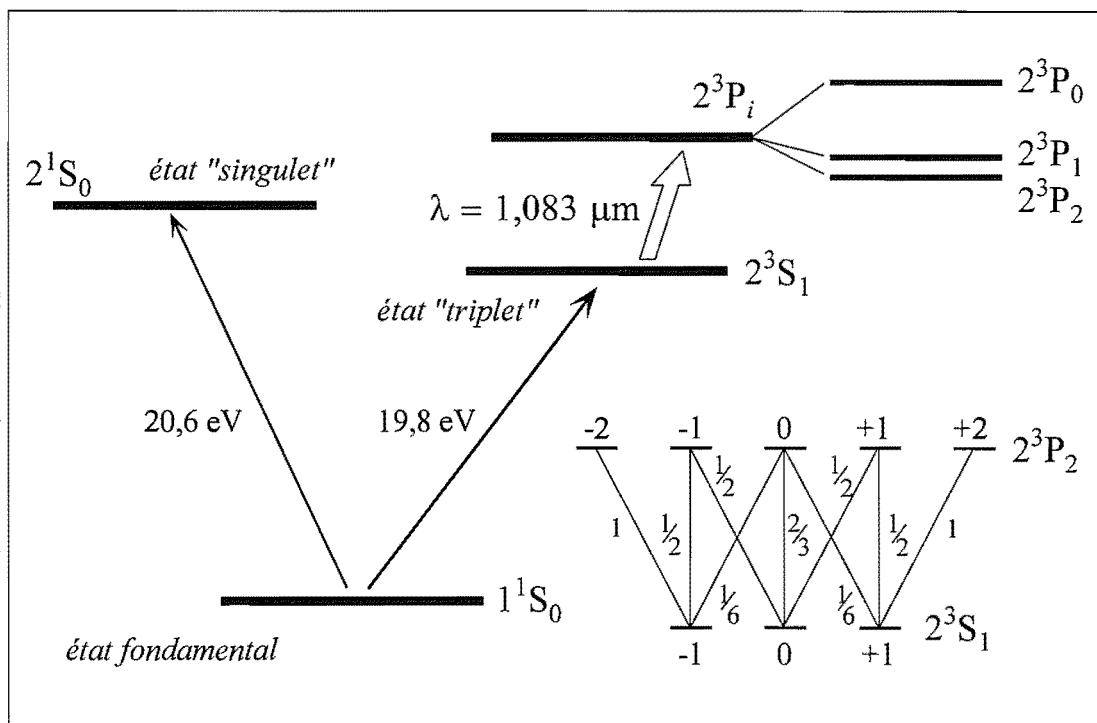


Figure II-3 : Niveaux d'énergie de l'hélium pour la manipulation par laser. La source produit les états métastables 2^1S_0 (état "singulet") et 2^3S_1 (état "triplet") qui sont tous deux caractérisés par une énergie stockée de l'ordre de 20 eV. On utilise la transition du niveau "fondamental" 2^3S_1 (durée de vie ~ 8000 s) vers le niveau excité 2^3P_2 pour la manipulation par laser et la détection optique. La longueur d'onde de la transition est $\lambda = 1,083 \mu\text{m}$.

On a regroupé dans la table (II.1) ci-dessous les valeurs des paramètres importants pour la manipulation par laser de l'hélium, ainsi que celles correspondant à d'autres espèces atomiques.

	He^*	Ne^*	Rb
λ (nm)	1083	640	780
$\Gamma/2\pi$ (MHz)	1,6	8	6
I_{sat} ($mW \cdot cm^{-2}$)	0,16	4,1	1,6
v_{rec} ($cm \cdot s^{-1}$)	9,2	3,1	0,6

(II.1)

On note en particulier la valeur élevée de la vitesse de recul pour l'hélium (due à sa faible masse), ainsi que que les valeurs réduites de la largeur naturelle et de l'intensité de saturation.

II. 3. B La détection à 1,08 microns

Si elles sont d'usage courant dans les expériences avec les alcalins, les techniques de caractérisation optiques ont été relativement peu employées dans les expériences sur l' He^* . Ceci tient essentiellement au fait que la longueur d'onde $\lambda = 1,083 \mu\text{m}$, correspondant à la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$ que nous utilisons pour la manipulation par laser, est située dans la "queue d'absorption" du silicium dont l'énergie de gap vaut $E_g \simeq 1 \text{ eV}$. Il en résulte une efficacité de détection, pour les photodétecteurs "standard" basés sur ce matériau, qui peut être considéra-

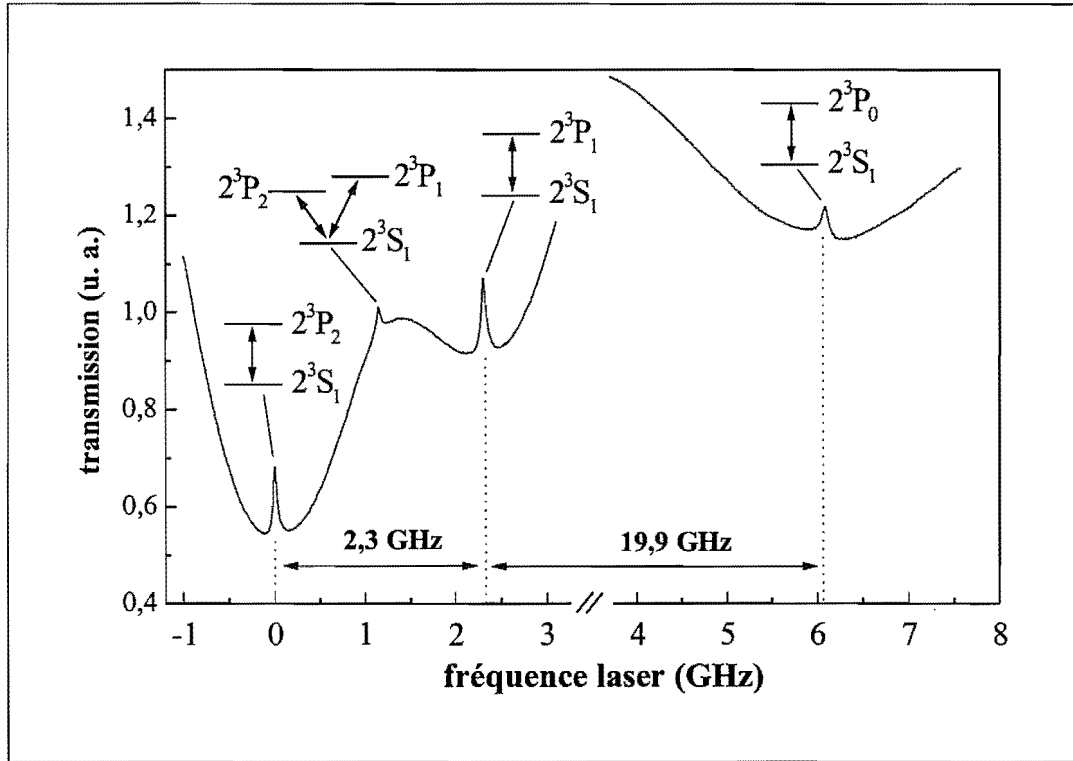


Figure II-4 : **Spectre d'absorption saturée de l'He* autour de $\lambda=1,083 \mu\text{m}$.** On mesure le spectre d'absorption saturée dans une cellule d'hélium (pression $\sim 0,4$ torr), où l'état métastable est excité par un rayonnement RF. Le paramètre de saturation est d'environ 50. On observe les transitions entre l'état métastable 2^3S_1 et les trois états excités 2^3P_2 , 2^3P_1 et 2^3P_0 , ainsi que le "cross-over" entre les niveaux 2^3P_2 et 2^3P_1 .

blement réduite par rapport aux valeurs obtenues dans le visible. Ainsi, le catalogue Hamamatsu annonce pour ses photodiodes un rendement quantique d'environ 0,1 pour $\lambda = 1,083 \mu\text{m}$, contre 0,8 à 550 nm . Nous avons effectué des mesures comparatives avec différents types de détecteurs, photodiodes et CCD. On constate que du fait du faible rendement quantique, la sensibilité d'un photodétecteur donné dépend assez fortement de la technologie utilisée, en particulier pour les CCD. A titre d'exemple, nous avons comparé les efficacités de détection d'un CCD aux longueurs d'ondes $\lambda = 1,083 \mu\text{m}$ et $\lambda' = 780 \text{ nm}$, cette dernière correspondant à la transition de la raie D_2 du rubidium : on trouve une différence de plus de deux ordres de grandeurs entre ces deux longueurs d'onde.

Pour s'affranchir de ce problème, on peut chercher à exploiter d'autres transitions de l'He* ; divers schémas de détection ont été proposés [29] et utilisés [35]. Cependant, ces techniques impliquent toutes l'utilisation de plusieurs lasers à différentes longueurs d'ondes, ce qui augmente le degré de complexité des expériences. Notre démarche, qui a été d'utiliser systématiquement la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$, nous a conduit à mettre au point des techniques de détection comparativement simples à mettre en oeuvre et satisfaisantes du point de vue rapport signal à bruit. L'intensité du faisceau de métastables s'est en effet révélée suffisante pour permettre la détection par ces techniques à tous les stades de l'expérience.

II. 3. C Sélectivité en vitesse

Les méthodes de détection basées sur l'interaction entre un faisceau laser sonde et les atomes sont sensibles à la vitesse de ces derniers. En effet, pour une fréquence donnée du laser, le taux de photons diffusés par les atomes est déterminé par l'effet Doppler (voir expression (I.7)). Considérons la situation à deux dimensions où la sonde fait un angle θ avec la normale à l'axe Oz du jet (axe Ox). Le jet est caractérisé par sa vitesse longitudinale moyenne v_z , et par ses dispersions en vitesses longitudinale Δv_z et transverse Δv_x (on a en général $v_z \gg \Delta v_x$). Pour une fréquence $\nu_L = \omega_L/2\pi$ du laser, les atomes qui interagissent avec la sonde sont ceux dont la vitesse \mathbf{v} vérifie :

$$\begin{aligned}\omega_0 &= \omega_L - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \\ &= \omega_L - k(v_x \cos \theta + v_z \sin \theta)\end{aligned}\quad (\text{II.2})$$

On voit donc qu'on peut, en jouant sur l'angle θ (et sur ω_L), contrôler la classe de vitesse que l'on sonde. Cette propriété nous sera très utile pour détecter les atomes ralentis dans les parties [III. 4] et [IV]. En effet, nous verrons que le jet atomique comporte deux composantes de vitesses longitudinales bien séparées ; en jouant sur l'angle entre le faisceau sonde et le jet, ainsi que sur la fréquence de la sonde, on sera capable de discriminer l'une de ces deux composantes.

L'effet Doppler détermine également la largeur de la classe de vitesse qui interagit avec la sonde pour une fréquence donnée de celle-ci. La figure (II-5) illustre cette remarque.

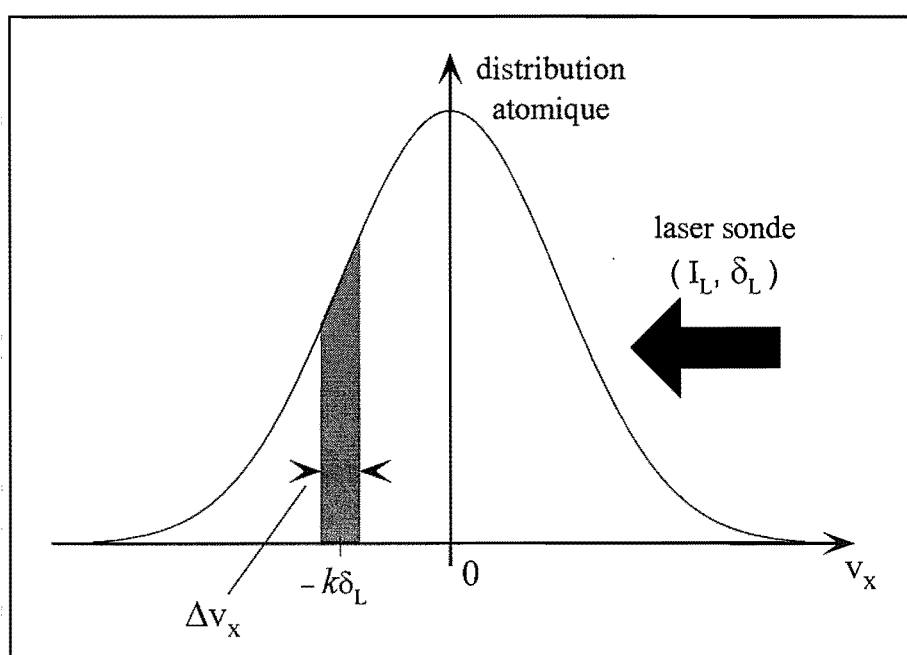


Figure II-5 : **Largeur de la classe de vitesse sondée.** On a représenté ici la distribution des vitesses transverses, sondée par un faisceau de fréquence $\omega_L/2\pi$. La classe de vitesse qui interagit avec la sonde est centrée sur la valeur $-k\delta_L$, et possède une largeur Δv_x .

On s'est ici placé dans le cas $\theta = 0$: on sonde donc la distribution des vitesses transverses représentée sur la figure (II-5). Le faisceau sonde est caractérisé par sa fréquence ν_L et son

intensité I_L . D'après l'expression (I.18), la largeur totale à mi-hauteur de la classe de vitesse sondée vaut :

$$\Delta v_x = \frac{\Gamma}{k} \sqrt{1 + s_0} \quad (\text{II.3})$$

A faible intensité de la sonde ($s_0 \ll 1$), la résolution en vitesse est donc limitée par la largeur naturelle à $\Gamma/k \simeq 1,7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Dans la pratique, la résolution est limitée par la largeur de raie $\Delta\nu_L$ de nos diodes laser, dont nous verrons qu'elle se situe aux alentours de 3 MHz (largeur totale à mi-hauteur). La largeur fréquentielle "effective" $\Delta\nu_s$ de la sonde est alors déterminée par la convolution entre le profil de raie du laser et Γ' ; dans l'hypothèse d'une raie de profil lorentzien, on obtient :

$$\Delta\nu_s \sim \Delta\nu_L + \frac{\Gamma}{2\pi} \sqrt{1 + s_0} \quad (\text{II.4})$$

La limite de résolution devient alors d'environ $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

II. 3. D Détection de la fluorescence

Nous nous intéressons dans ce paragraphe aux techniques de mesure basées sur la détection de la lumière de fluorescence. Nous calculons le signal de fluorescence, dont on déduit le flux d'atomes métastables. Nous décrivons ensuite la technique d'imagerie qui nous permet de mesurer la répartition spatiale des atomes dans le jet.

1) Spectroscopie de fluorescence

Le principe de cette méthode de mesure est simple : on détecte la fluorescence des atomes excités par le faisceau laser sonde, en fonction de la fréquence de celui-ci. On peut ainsi avoir accès aux distributions des vitesses dans le jet atomique. Nous nous proposons ici de calculer le signal détecté, et de montrer comment en extraire le flux d'atomes d' He^* .

Calcul du flux d' He^* par mesure de fluorescence

La figure (II-6) illustre la géométrie utilisée dans cet exemple.

Le faisceau laser sonde, qui se propage suivant Oy (perpendiculairement au plan de la figure), fait un angle droit avec le faisceau atomique d'axe Oz ($\theta = 0$). On suppose la hauteur de la sonde suffisante pour englober toute la section du jet. La zone de recouvrement entre le laser et le jet atomique est caractérisée par sa longueur z_{int} . La lumière diffusée par les atomes est collectée par une optique de diamètre \varnothing_{coll} , située à une distance D du point d'émission. Le grandissement du système optique permet d'imager la totalité de la zone d'interaction atomes-laser sur la photodiode. La détectivité de celle-ci, qui tient compte du gain de l'étage de conversion courant-tension, est désignée par η .

Le jet atomique, que nous supposons monocinétique, est caractérisé par sa vitesse longitudinale v_z et sa distribution de vitesse transverse notée $D_{\perp}(v_x)$; cette quantité représente le nombre total d'atomes métastables par unité de temps et de vitesse transverse v_x dans le

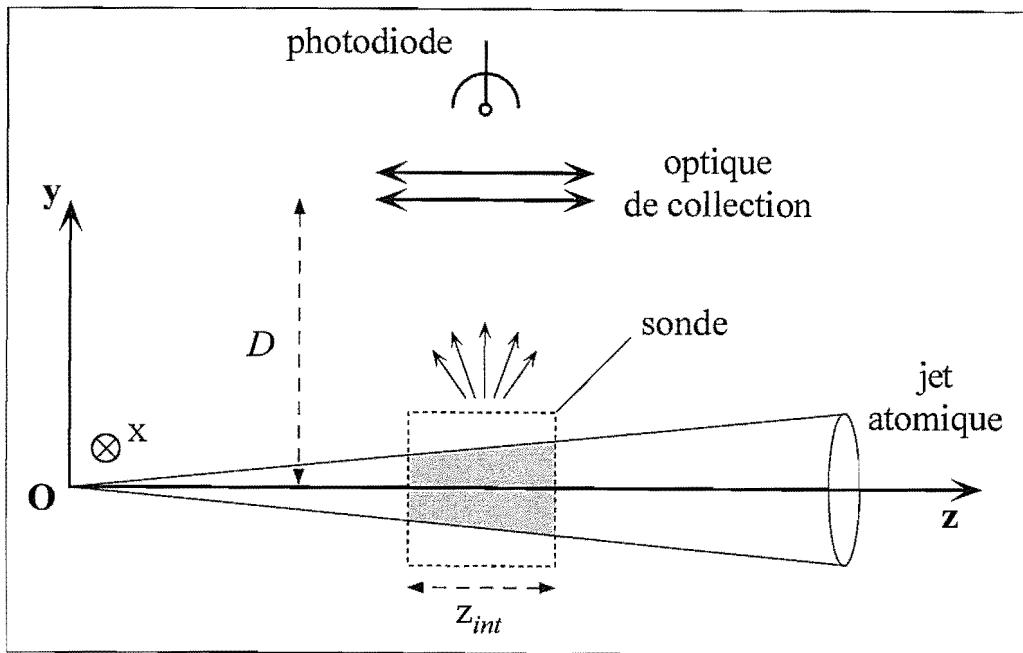


Figure II-6 : Mesure du flux atomique par fluorescence. On utilise un faisceau laser sonde orthogonal au jet atomique ($\theta = 0$, perpendiculaire au plan de la figure). La zone d'interaction entre les atomes et le laser est caractérisée par sa longueur z_{int} . La lumière de fluorescence est collectée par une optique de diamètre \varnothing_{coll} , située à une distance D .

jet. En introduisant le flux total d'hélium métastable Φ_{He^*} (nombre total de métastables par unité de temps), on peut écrire cette quantité sous la forme :

$$D_{\perp}(v_x) = \Phi_{He^*} d_{\perp}(v_x) \quad (\text{II.5})$$

Dans cette expression, $d_{\perp}(v_x)$ représente simplement la distribution de vitesse transverse d'aire normalisée à l'unité :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} d_{\perp}(v_x) dv_x = 1 \quad (\text{II.6})$$

Pour ce calcul, ainsi que pour celui de l'absorption dans le paragraphe suivant, nous allons faire l'hypothèse que tous les atomes du jet voient la même intensité laser ; ceci revient à supposer que l'intensité lumineuse absorbée est négligeable devant l'intensité incidente. Cette approximation est pleinement justifiée dans toutes les situations rencontrées dans ce mémoire, où l'atténuation de l'intensité du faisceau sonde après traversée du jet atomique est de quelques 10^{-3} en valeur relative.

Considérons maintenant un atome se propageant à une vitesse de composante longitudinale v_z et transverse v_x ($v_x \ll v_z$) ; le temps d'interaction de cet atome avec le laser vaut :

$$t_{int} = \frac{z_{int}}{v_z} \quad (\text{II.7})$$

Au cours de l'interaction, l'atome diffuse des photons à un taux $\Gamma'(\nu_L, v_x)$, déterminé par le désaccord Doppler (voir expression (I.6)) et l'intensité de la sonde. Nous supposons pour la

suite du calcul que ce taux de photons diffusés reste *constant tout au long de l'interaction*. La validité de cette hypothèse sera discutée plus loin.

Le nombre total N_{ph} de photons diffusés par un atome au cours de son interaction avec la sonde vaut donc :

$$N_{ph} = \Gamma' t_{int} = \Gamma' \frac{z_{int}}{v_z} \quad (\text{II.8})$$

Nous voulons à présent prendre en compte le profil de raie de notre source laser. On peut pour cela introduire une *densité spectrale de puissance normalisée* pour le laser :

$$g(\nu, \nu_L) = \frac{2}{\pi \Delta \nu_L} \frac{1}{1 + (2(\nu - \nu_L) / \Delta \nu_L)^2} \quad (\text{II.9})$$

où $\Delta \nu_L \simeq 3 \text{ MHz}$ est la largeur de raie du laser déjà évoquée.

On obtient le nombre total \dot{N}_{ph}^{tot} de photons diffusés par unité de temps; pour une fréquence donnée ν_L de la sonde, en multipliant par la distribution $D_{\perp}(v_x)$ et en intégrant sur toutes les vitesses transverses atomiques :

$$\dot{N}_{ph}^{tot}(\nu_L) = \frac{z_{int}}{v_z} \int_{v_x} \int_{\nu} D_{\perp}(v_x) g(\nu, \nu_L) \Gamma'(\nu_L, v_x) d\nu dv_x \quad (\text{II.10})$$

L'intégrale sur la variable muette ν correspond au produit de convolution de la densité spectrale de puissance par le taux de photons diffusés Γ' :

$$\int_{\nu} g(\nu, \nu_L) \Gamma'(\nu_L, v_x) d\nu = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0} \frac{\Delta/2\pi}{\Delta/2\pi + \Delta \nu_L} \frac{1}{1 + \left(2 \frac{\nu_L - \nu_{ot} - v_x/\lambda}{\Delta/2\pi + \Delta \nu_L}\right)^2} \quad (\text{II.11})$$

où $\Delta/2\pi = (\Gamma/2\pi) \sqrt{1 + s_0}$ est la largeur fréquentielle de la transition élargie par saturation.

Nous nous plaçons maintenant dans la situation de la figure (II-5), où *la largeur Δv_x de la distribution atomique est beaucoup plus grande que celle de la classe de vitesse en résonance avec le laser*; d'après l'expression ci-dessus, cette condition s'écrit : $\Delta v_x \gg \lambda (\Delta/2\pi + \Delta \nu_L)$.

L'expression (II.10) devient alors :

$$\dot{N}_{ph}^{tot}(\nu_L) \simeq \frac{z_{int}}{v_z} D_{\perp}|_{v_x=\delta_L/k} \int_{v_x} \int_{\nu} g(\nu, \nu_L) \Gamma'(\nu_L, v_x) d\nu dv_x \quad (\text{II.12})$$

$$= \frac{z_{int}}{v_z} D_{\perp}|_{v_x=\delta_L/k} \frac{\pi \Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0} \lambda (\Delta/2\pi) \quad (\text{II.13})$$

On obtient donc le résultat que le nombre de photons diffusés est *indépendant* de la largeur fréquentielle $\Delta \nu_L$ du laser sonde. L'expression (II.13) permet de plus de voir que, bien que le taux de photons diffusés sature vers la valeur $\Gamma/2$ lorsque l'on augmente l'intensité de la sonde, le signal détecté, lui, continue à augmenter du fait de l'élargissement de la classe de vitesses concernée par l'interaction (voir expression (II.4)).

Nous avons vérifié expérimentalement cette propriété, afin de tester notre compréhension du signal mesuré. Le schéma utilisé correspond à la situation de la figure (II-6). On balaye la fréquence de la sonde de manière à décrire la totalité de la distribution atomique; cette mesure est répétée pour diverses valeurs du paramètre de saturation s_0 , comprises entre 1 et 56.

La figure (II-7) **(a)(1)** montre un exemple de profil de fluorescence. La courbe **(2)** correspond à $\Gamma'(v_x)$, calculée pour $s_0 = 5$ et $\Delta \nu_L = 3 \text{ MHz}$ (voir expression (II.4)). En **(b)**,

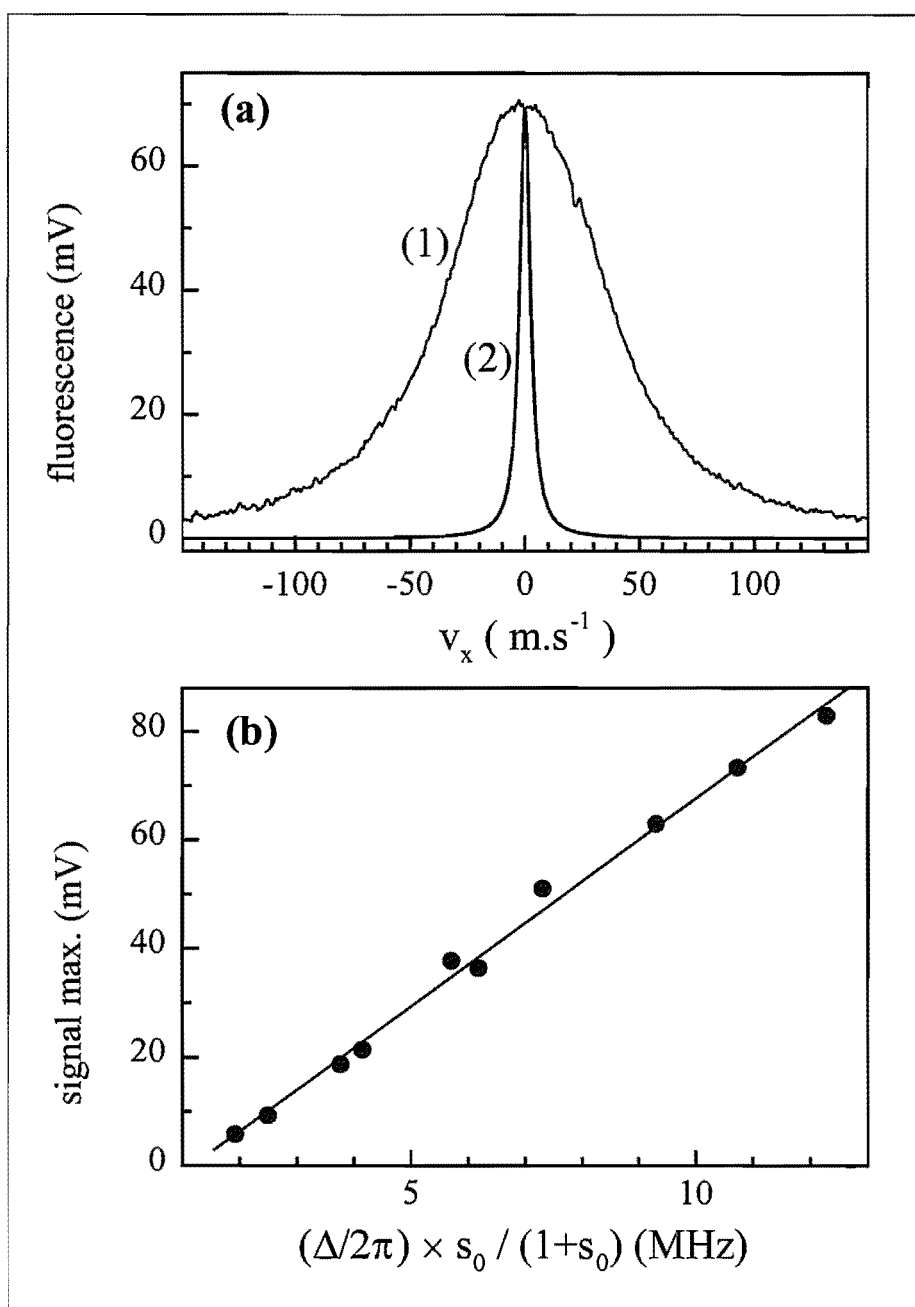


Figure II-7 : *Effet de la saturation sur le signal de fluorescence.* Une sonde laser est envoyée perpendiculairement au jet atomique. La fluorescence est détectée en fonction de la fréquence de la sonde (profil (a)(1)). La courbe (2) donne un exemple du profil de la classe de vitesse en résonance avec le laser, pour une fréquence donnée (ici, $\delta_L = 0$). Cette mesure est répétée pour plusieurs intensités de la sonde ($1 \leq s_0 \leq 56$). On a reporté en (b) la valeur maximale du profil de fluorescence (i.e pour $\delta_L = 0$), en fonction de la quantité $(\Delta/2\pi) \times s_0 / (1 + s_0)$.

on a reporté la valeur maximale de chaque profil de fluorescence relevé (c'est-à-dire pour

$\delta_L = 0$), en fonction de la quantité $(\Delta/2\pi) \times s_0/(1 + s_0)$. On vérifie bien que la relation est linéaire, comme l'équation (II.13) le laisse prévoir.

Nous poursuivons donc cet exemple, où nous cherchons à extraire d'un profil expérimental de fluorescence comme celui de la figure (II-7) (a) le flux d' He^* émis par la source. Pour ce faire, il faut relier le signal détecté par la photodiode au nombre de photons diffusés par unité de temps par les atomes. Avec les notations adoptées, la tension mesurée en sortie de l'amplificateur de photocourant, pour une fréquence donnée de la sonde, s'écrit :

$$V_F(\nu_L) = \frac{\alpha_D}{4\pi} \eta E_{ph} \dot{N}_{ph}^{tot}(\nu_L) \quad (\text{II.14})$$

où E_{ph} est l'énergie associée à un photon de fluorescence ($\sim 2 \times 10^{-19} J$), et α_D l'angle solide dans lequel on collecte les photons de fluorescence :

$$\alpha_D = \frac{\pi}{4} \left(\frac{\phi_{col}}{D} \right)^2 \quad (\text{II.15})$$

L'équation (II.14) suppose implicitement une distribution angulaire isotrope des photons diffusés ; la validité de cette hypothèse sera discutée plus loin.

En utilisant (II.13), on obtient pour le signal détecté :

$$V_F(\nu_L) = \frac{\alpha_D}{4\pi} \eta E_{ph} \frac{z_{int}}{v_z} \frac{\pi}{2} \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0} \lambda (\Delta/2\pi) D_{\perp} |_{v_x = \delta_L/k} \quad (\text{II.16})$$

Enfin, afin d'obtenir le flux atomique total Φ_{He^*} , il nous faut prendre l'intégrale du profil expérimental $V_F(\nu_L)$:

$$A_F = \int V_F(\nu_L) d\nu_L = \frac{\alpha_D}{4\pi} \eta E_{ph} \frac{z_{int}}{v_z} \frac{\pi}{2} \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0} (\Delta/2\pi) \Phi_{He^*} \quad (\text{II.17})$$

On obtient donc finalement l'expression nous permettant de relier le flux d'hélium métastable à l'aire A_F contenue sous le profil de fluorescence relevé expérimentalement :

$$\Phi_{He^*} = A_F \times \left[\frac{\alpha_D}{4\pi} \eta E_{ph} \frac{z_{int}}{v_z} \frac{\Gamma^2}{8} \frac{s_0}{\sqrt{1 + s_0}} \right]^{-1} \quad (\text{II.18})$$

Limite de détectivité

La photodiode que nous utilisons pour mesurer la fluorescence a été calibrée et possède une efficacité (gain du convertisseur courant-tension inclus) : $\eta \simeq 9,3 \times 10^6 V \cdot W^{-1}$; sa bande passante est de 200 Hz. Le bruit *rms* (valeur quadratique moyenne) observé en sortie du convertisseur courant-tension étant de l'ordre de la fraction de mV (après moyennage sur quelques dizaines de coups, soit un temps global d'observation de quelques dizaines de ms), on en déduit une puissance détectable minimale ($S/N = 1$) d'environ 20 pW. Remarquons que dans cette situation où la puissance lumineuse incidente sur le détecteur est très faible, le niveau de bruit se situe bien au-dessus de la limite du bruit de photons (de l'ordre de 0,1 μV dans ces conditions). Les contraintes géométriques de notre montage nous permettent de collecter une proportion de la puissance totale rayonnée d'environ 0,7 %. La limite de détectivité de 20 pW correspond donc à une puissance totale rayonnée de 3 nW, soit à un flux de $3 \times 10^8 He^* \cdot s^{-1}$ pour un temps d'interaction avec la sonde de 10 μs (soit $d_{int} = 1 cm$ pour $v_z = 1000 m \cdot s^{-1}$) et un taux de photons dif-

fusés $\Gamma/2 \simeq 5 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$. A titre de comparaison, nous pourrions par ce moyen (et avec les mêmes contraintes géométriques) détecter 3000 atomes d' He^* stockés dans un piège magnéto-optique.

2) Imagerie de la fluorescence : mesure de la densité spatiale atomique

Cette technique consiste à observer, avec une caméra CCD, la fluorescence des atomes lorsqu'ils traversent une "nappe de lumière". Utilisée par diverses équipes [32, 48], elle a été notamment employée dans notre groupe pour étudier la réflexion et la diffraction d'atomes froids de Rubidium sur une onde évanescente [16, 19]. Dans le cadre de ce travail, nous l'avons essentiellement utilisée pour étudier les propriétés du concentrateur de faisceau atomique (voir chapitre [IV]).

Géométrie de la détection

Le schéma de détection est représenté sur la figure (II-8).

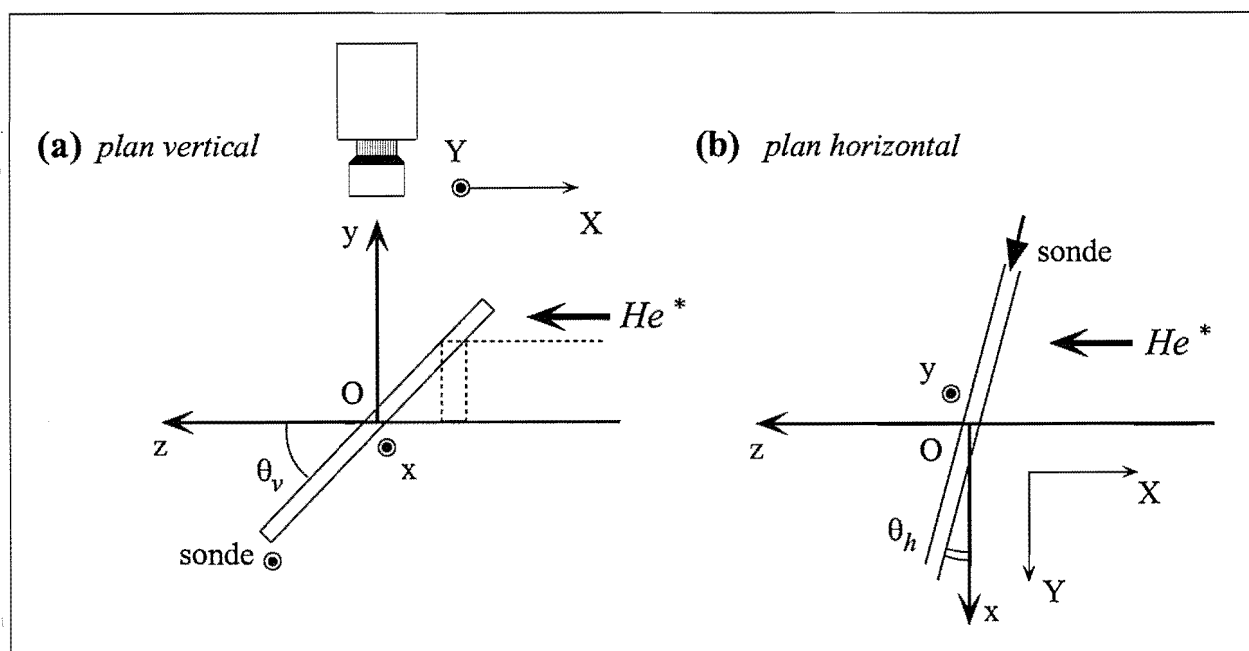


Figure II-8 : **Imagerie de la fluorescence : géométrie de la détection.** La caméra CCD est située à la verticale de l'axe du jet (a). La sonde, qui se propage perpendiculairement au plan de la figure (plan horizontal), est un faisceau laser de largeur $L = 4 \text{ cm}$ et d'épaisseur $e_s = 1 \text{ mm}$; elle fait un angle $\theta_v \simeq 45^\circ$ avec l'axe du jet. Les axes $O'X$ et $O'Y$ sont ceux du CCD. En (b), on visualise la même figure dans le plan horizontal (xOz). La direction de propagation de la sonde fait un angle $\theta_h \simeq 10^\circ$ avec la normale à l'axe du jet (axe Ox).

La caméra est placée à la verticale du jet atomique, d'axe de propagation Oz . La sonde est constitué d'un faisceau laser saturant ($s_0 = 45$) de largeur 4 cm et d'épaisseur $e_s \simeq 1 \text{ mm}$, qui se propage horizontalement et intersecte le jet atomique avec un angle proche de 90° . Elle est inclinée par rapport à l'horizontale d'un angle θ_v proche de 45° , ce qui permet d'avoir accès aux deux dimensions transverses du jet atomique. Les axes X et Y sont ceux du plan du CCD.

Comme nous l'avons déjà mentionné, il existe plusieurs composantes de vitesses longitudinales dans le jet atomique, qu'il est indispensable de pouvoir discriminer. C'est le rôle de l'angle θ_h entre la sonde et la normale au jet (axe Ox, figure (II-8) (b)), qui est typiquement de l'ordre de 10° .

Prise des images et exploitation

Lors de la prise de l'image, on balaye la fréquence de la sonde avec une rampe triangulaire d'amplitude suffisante pour décrire toute la distribution des vitesses des atomes que l'on cherche à détecter : on garantit ainsi que tous les atomes interagissent avec la sonde, pendant la même durée totale. On obtient ainsi une image bidimensionnelle de la densité spatiale du faisceau atomique dans le plan de la sonde. En pratique, la prise d'une image s'effectue en deux temps. Une première acquisition est réalisée avec la sonde balayant la plage de fréquence désirée. Une deuxième image est enregistrée dans des conditions identiques, si l'on excepte la sonde qui est désaccordée loin de la résonance : ce "fond" contient toutes les contributions indésirables, comme par exemple la lumière parasite. L'image finale est obtenue par soustraction de ces deux images.

Lors de l'exploitation des images, on doit tenir compte des facteurs géométriques correctifs qui interviennent dans les tailles mesurées, ainsi que de la convolution due à l'épaisseur de la sonde.

On note sur la figure (II-8) (a) que si l'angle θ_v est rigoureusement égal à 45° , il n'y a pas de facteur correctif pour passer d'une taille mesurée sur l'axe O'X du CCD à la taille du faisceau dans la dimension verticale Oy. Dans notre cas ($\theta_v \simeq 40^\circ$), le facteur correctif vaut 1,15. On remarque également que l'épaisseur finie e_s de la sonde conduit à une convolution des profils mesurés suivant l'axe OX du CCD : l'intersection d'un faisceau atomique infiniment fin avec la sonde donne en effet une projection sur OX de taille $\Delta X = e_s / \cos \theta_v$. En pratique, on tiendra compte de cet effet en déconvoluant les profils par une gaussienne de largeur 1 mm (largeur totale à mi-hauteur). Il n'y a par contre aucun facteur correctif à appliquer pour les dimensions mesurées suivant l'axe O'Y.

Mentionnons enfin que la mesure suivant l'axe OX du CCD est peu fiable pour des tailles importantes, à cause de la faible profondeur de champ ; le signal détecté étant très faible, on doit en effet utiliser l'ouverture maximale de l'objectif de la caméra. On peut minimiser ce problème dans une configuration où l'angle entre le plan du CCD et celui de la sonde est faible. Dans notre schéma expérimental actuel, cette configuration est difficilement réalisable.

La résolution spatiale de la détection a été estimée à environ $100 \mu m$, ce qui est amplement suffisant pour cette étude.

Calibration et détectivité

Dans le cas de l'hélium métastable, l'imagerie de la fluorescence se heurte aux faibles rendements quantiques des CCD commerciaux à la longueur d'onde $\lambda = 1,083 \mu m$ de la transition utilisée. Nous avons mesuré, pour la caméra refroidie que nous utilisons (Princeton Instruments, TEA/CCD-768 K), un rendement quantique : $\eta_{CCD} \simeq 2 \times 10^{-3}$; cette valeur a été obtenue pour une température du CCD de $-40^\circ C$. A cette température, le bruit dû à la génération thermique d'électrons dans le CCD est fortement réduit ($\sim 0,008 \bar{e} \cdot pixel^{-1} \cdot s^{-1}$), et reste inférieur au bruit de lecture ($\sim 10 \bar{e} \cdot pixel^{-1}$) sur une large plage de temps de pause. Dans ce régime, on a donc intérêt à utiliser une durée d'exposition t_p importante (\sim quelques minutes), le rapport signal à bruit augmentant linéairement avec celle-ci. Ceci suppose naturellement

que le bruit de lecture est supérieur au bruit de photons ; dans le cas contraire, le rapport signal à bruit augmente comme la racine du temps de pause. En prenant un rendement quantique du CCD de 2×10^{-3} , on peut estimer le seuil à partir duquel le bruit de photons passe au-dessus du bruit de lecture à environ 3×10^7 photons détectés par pixel, soit une énergie lumineuse incidente de 5 pW (par pixel). L'amplitude N_{ng} du signal associé à un pixel de l'image, exprimée en "niveaux de gris" (1 niveau de gris $\sim 11 \bar{e}$), est proportionnelle à l'énergie lumineuse totale reçue pendant la pause par ce pixel :

$$N_{ng} = \eta_{CCD} P_i t_p \quad (\text{II.19})$$

Dans cette expression, P_i représente la puissance lumineuse incidente sur un pixel du CCD. L'efficacité η_{CCD} du CCD a été mesuré à l'aide d'une photodiode calibrée, et vaut :

$$\eta_{CCD} \simeq 195 \text{ niveaux de gris} \cdot \text{pJ}^{-1} \cdot \text{pixel}^{-1} \quad (\text{II.20})$$

Le niveau de bruit associé à la lecture de l'image correspond typiquement à 1 niveau de gris. La puissance minimale détectable ($S/N = 1$) est donc, pour une pause de 10 mn , d'environ $10^{-17} \text{ W} \cdot \text{pixel}^{-1}$. Ce système est donc extrêmement sensible : il devrait permettre de détecter une dizaine d'atomes piégés dans un MOT, avec un temps d'exposition d'une seconde.

Lorsque l'on cherche à estimer le flux d' He^* à partir d'une image, on doit tenir compte du fait que le temps de pause effectif t_p^{eff} , c'est-à-dire la durée totale pendant laquelle un atome diffuse les photons de la sonde, est inférieur au temps de pause t_p . Lorsque la fréquence de la sonde, elle-même caractérisée par une largeur fréquentielle $\Delta\nu_s$, est balayée avec une excursion $\Delta\nu_{bal}$, le temps t_p^{eff} s'écrit :

$$t_p^{eff} \sim \frac{\Delta\nu_s}{\Delta\nu_{bal}} t_p \quad (\text{II.21})$$

La largeur fréquentielle de la sonde est donnée par l'expression (II.4). La sonde étant fortement saturante, la largeur du laser ne contribue que peu à la largeur totale. En prenant $\Delta\nu_L \simeq 4 \text{ MHz}$ et $s_0 = 45$, on obtient $\Delta\nu_s \simeq 12 \text{ MHz}$.

Pour remonter au flux Φ_{He^*} d'atomes métastables à travers une certaine surface du plan transverse au jet, il faut relever le nombre N_{mes} de niveaux de gris dans la zone correspondante de l'image. Ce nombre correspond à une puissance incidente sur le CCD :

$$P_{mes} = \frac{N_{mes}}{\eta_{CCD} t_p^{eff}} = \frac{\alpha_s}{4\pi} P_r \quad (\text{II.22})$$

Dans cette expression, P_r représente la puissance (totale) rayonnée par les atomes considérés, et α_s l'angle solide de détection (on a supposé le diagramme de rayonnement isotrope). En utilisant les mêmes hypothèses que dans le calcul de la section précédente, on obtient :

$$\Phi_{He^*} = \frac{4\pi}{\alpha_s} \frac{N_{mes}}{\eta_{CCD} t_p^{eff}} \frac{2v_z}{e\Gamma E_{ph}} \quad (\text{II.23})$$

II. 3. E Mesure de l'absorption

Nous détaillons dans cette partie les méthodes de mesure basées sur l'absorption d'un faisceau laser sonde par les atomes métastables. Le problème majeur des mesures par absorp-

tion dans notre expérience tient aux faibles épaisseurs optiques rencontrées : les valeurs typiques mesurées immédiatement en aval de la source sont de l'ordre de quelques 10^{-3} . Dans ces conditions, le signal dû à l'absorption par les atomes est du même ordre de grandeur voire inférieur aux fluctuations d'intensité basse fréquence de la sonde. Il est donc difficile d'utiliser directement la mesure d'absorption pour déterminer le nombre d'atomes d' He^* , comme cela est fait, par exemple, dans le cas d'un PMO contenant des atomes de Rubidium. La solution consiste à utiliser un schéma de détection synchrone, pour se placer à une fréquence où les fluctuations d'intensité détectées sont beaucoup plus faibles. Nous utilisons une technique basée sur une petite modulation de la fréquence de la sonde, dont les caractéristiques sont décrites en détail.

1) Technique de la modulation de fréquence

Description de la méthode

Ainsi que nous l'avons mentionné, il est nécessaire d'utiliser un schéma de détection synchrone afin de s'affranchir des fluctuations basse fréquence de l'intensité laser détectée par la photodiode. Il faut donc introduire, sur l'une des grandeurs physiques du système, une modulation à une fréquence suffisamment élevée pour sortir du domaine où le bruit technique (ou bruit d'environnement) est important. Dans le cas de la technique décrite ici, la grandeur modulée est la fréquence de la sonde. Le principe de cette méthode est schématisé sur la figure (II-9).

On applique une petite modulation sinusoïdale, à la fréquence ν_m , sur la fréquence du laser sonde. Les atomes qui interagissent avec le laser jouent le rôle d'un convertisseur fréquence-intensité : la photodiode qui recueille le faisceau transmis détecte donc une modulation d'intensité lumineuse. Si l'excursion de fréquence imposée par la modulation est suffisamment faible pour que le profil puisse être considéré comme linéaire, l'amplitude de la modulation d'intensité détectée est alors proportionnelle à la *dérivée* du profil d'absorption à la fréquence considérée.

Afin de vérifier cette propriété, nous avons effectué le test dont le principe est schématisé sur la figure (II-10).

On utilise pour cette mesure un profil d'absorption saturée dans une cellule d'hélium. On trouvera une description du montage utilisé dans la figure (II-3). On module la fréquence de la diode laser par l'intermédiaire du courant d'alimentation. La modulation appliquée comporte deux composantes : une modulation lente (\sim qq s Hz), triangulaire et d'amplitude relativement importante, sert à parcourir la totalité de la raie ; l'autre composante est sinusoïdale, de fréquence $\nu_m = 15$ kHz, et d'amplitude beaucoup plus faible. Le signal détecté par la photodiode (bande passante \simeq 450 kHz) est divisé en deux parties, dont l'une est visualisée directement sur un oscilloscope ; l'autre partie est envoyée dans une détection synchrone qui détecte à la fréquence de référence ν_m .

La figure (II-11) donne un exemple des signaux obtenus.

Les signaux ont été tracés en fonction de la fréquence du faisceau laser sonde. La courbe (b)(1) correspond au signal direct (profil d'absorption saturée) détecté par la photodiode lorsque l'on balaye la fréquence autour de la transition atomique. La largeur de la raie d'absorption saturée vaut ici 17 MHz (largeur totale à mi-hauteur). En (a) figure le signal de dispersion obtenu en sortie de la détection synchrone. Pour obtenir le profil (b)(2), on a pris numériquement la primitive du signal de dispersion (a), que l'on a ensuite divisée par un certain facteur C (ici, $C = 890$ MHz) pour obtenir la même amplitude que le signal direct.

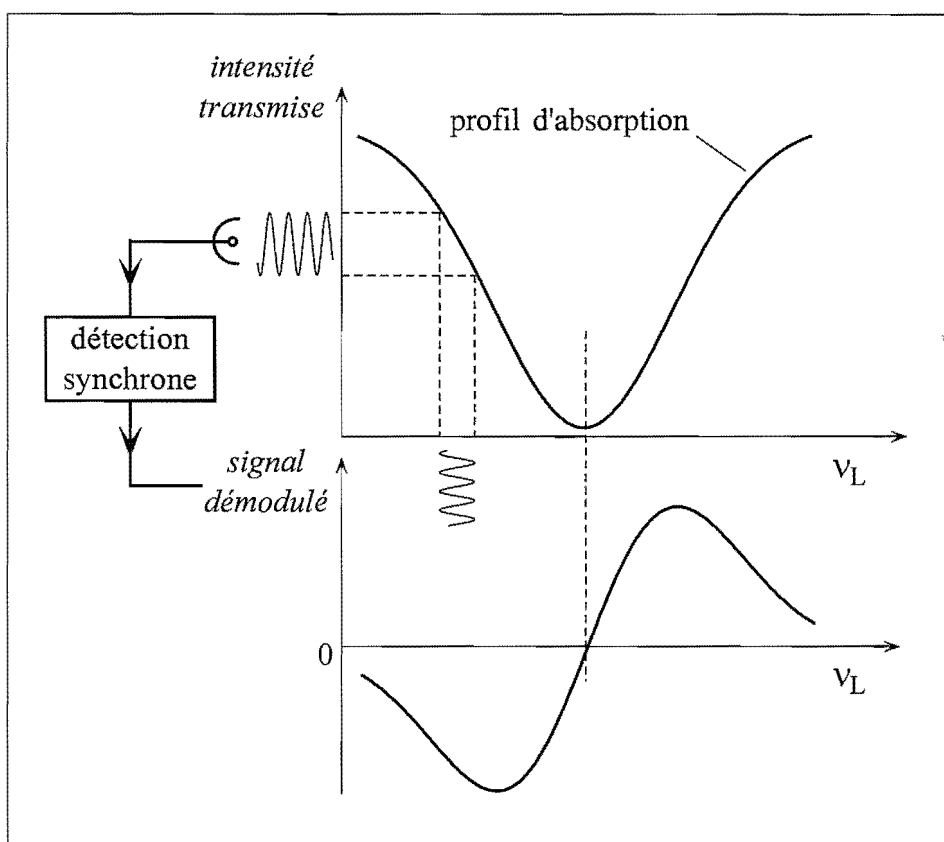


Figure II-9 : *Mesure d'absorption par modulation de fréquence.* On applique une petite modulation sur la fréquence de la sonde. Le profil d'absorption convertit celle-ci en modulation d'intensité détectée par la photodiode. L'amplitude de la modulation d'intensité est proportionnelle à la pente du profil d'absorption. Après démodulation, on obtient la dérivée de celui-ci.

On note que le profil "reconstitué" (2) est pratiquement identique au signal direct (1). L'opération mathématique effectuée lors de l'étape de modulation-démodulation correspond donc bien à la dérivation du profil initial. Toutefois, pour que cette propriété soit vérifiée, il faut s'assurer que les deux conditions suivantes sont bien remplies. Tout d'abord, l'amplitude de la modulation rapide de fréquence appliquée sur le faisceau laser doit rester faible devant la largeur typique du signal observé ; dans le cas contraire, l'amplitude de la modulation d'intensité détectée par la photodiode est alors proportionnelle à la pente moyenne du profil sur la plage de fréquence balayée. Dans la situation de la figure (II-11), l'excursion de fréquence due à la modulation rapide est de 2 MHz crête-à-crête, et donc suffisamment faible pour ne pas créer de distorsion dans le signal reconstitué. L'autre condition est liée à la constante de temps de la détection synchrone ; celle-ci est déterminée par un filtre passe-bas, placé en sortie de l'appareil, et qui permet de ne conserver que les basses fréquences du signal. Sur l'appareil que nous avons utilisé, la constante de temps minimale est de 1 ms . Il faut donc s'assurer, lors du balayage du profil par la modulation "lente" de fréquence, que le temps caractéristique de variation du signal reste grand devant la constante de temps du filtre.

Dans le cas où l'on applique cette technique à un jet atomique, on a ainsi accès à la distribution des vitesses de celui-ci dans la direction de propagation du faisceau sonde. Il faut souligner ici la particularité de cette méthode : étant sensible à la dérivée de la distribution sondée,

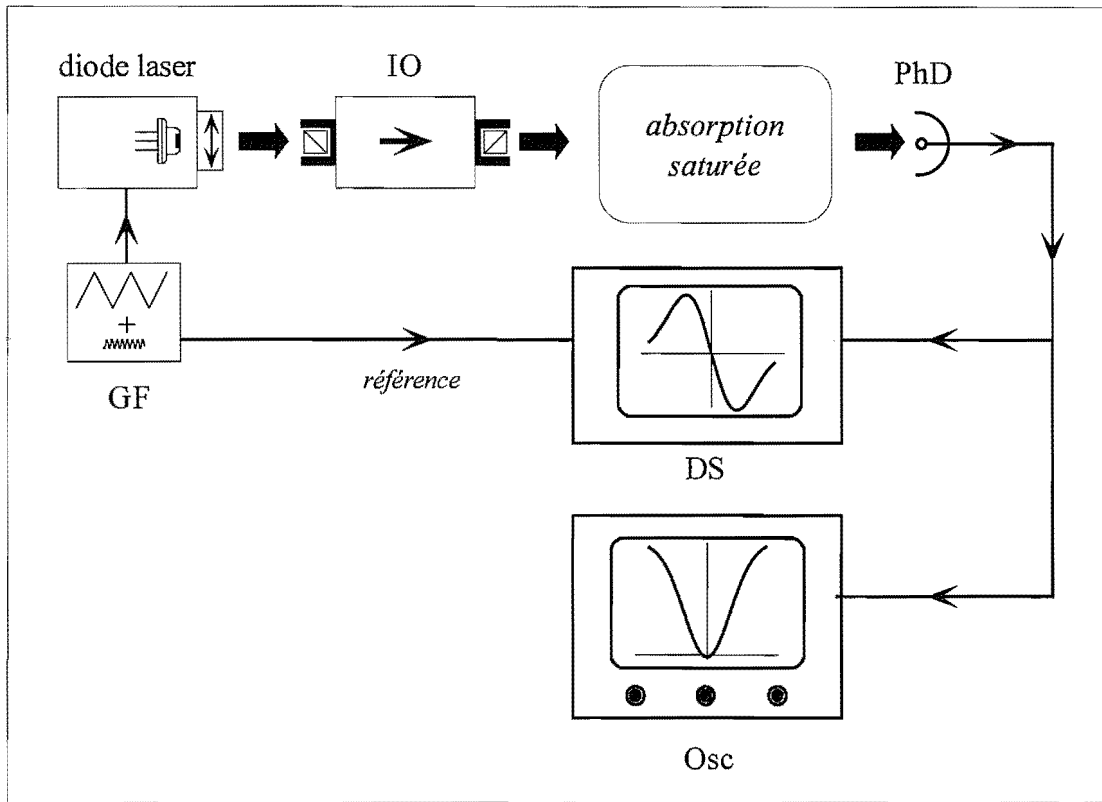


Figure II-10 : Test de la technique de modulation de fréquence. Afin de tester cette méthode, on utilise comme système de conversion fréquence/intensité une raie d'absorption saturée (cf figure (II-4)). Le faisceau laser, après passage dans un isolateur optique (IO), est envoyé dans une cellule d'hélium et détecté par une photodiode (PhD). On applique sur le courant de la diode laser, grâce à un générateur de fonctions (GF), deux composantes de modulation : une modulation rapide ($\nu_m = 15 \text{ kHz}$) de faible amplitude, et une modulation lente destinée à parcourir la raie. Une détection synchrone (DS) démodule le signal à la fréquence ν_m ; on obtient un signal de dispersion. Le signal d'absorption provenant de la photodiode est visualisé sur un oscilloscope (Osc).

elle privilégie les structures "étroites" (pente forte) de celle-ci, au détriment des variations plus "douces" (pente faible) qui sont proportionnellement atténuées.

Signal détecté et calcul du flux d' He^*

Le calcul du signal détecté par cette méthode est très similaire à celui du signal de fluorescence. Nous nous contentons donc d'en décrire les principales étapes. L'hypothèse de départ est que le signal délivré par la détection synchrone est proportionnel à la variation de la puissance P_{det} détectée par la photodiode à la fréquence de modulation ν_m , ce qui peut s'écrire sous la forme :

$$V_{DS} = \eta_{DS} \frac{\partial P_{\text{det}}}{\partial \nu_s} \quad (\text{II.24})$$

Dans cette expression, le rendement η_{DS} dépend du calibre choisi sur la détection synchrone, du rendement de la photodiode ($\eta_{ph} = 1,3 \text{ V} \cdot \text{mW}^{-1}$) et de l'amplitude de la modulation de fréquence utilisée.

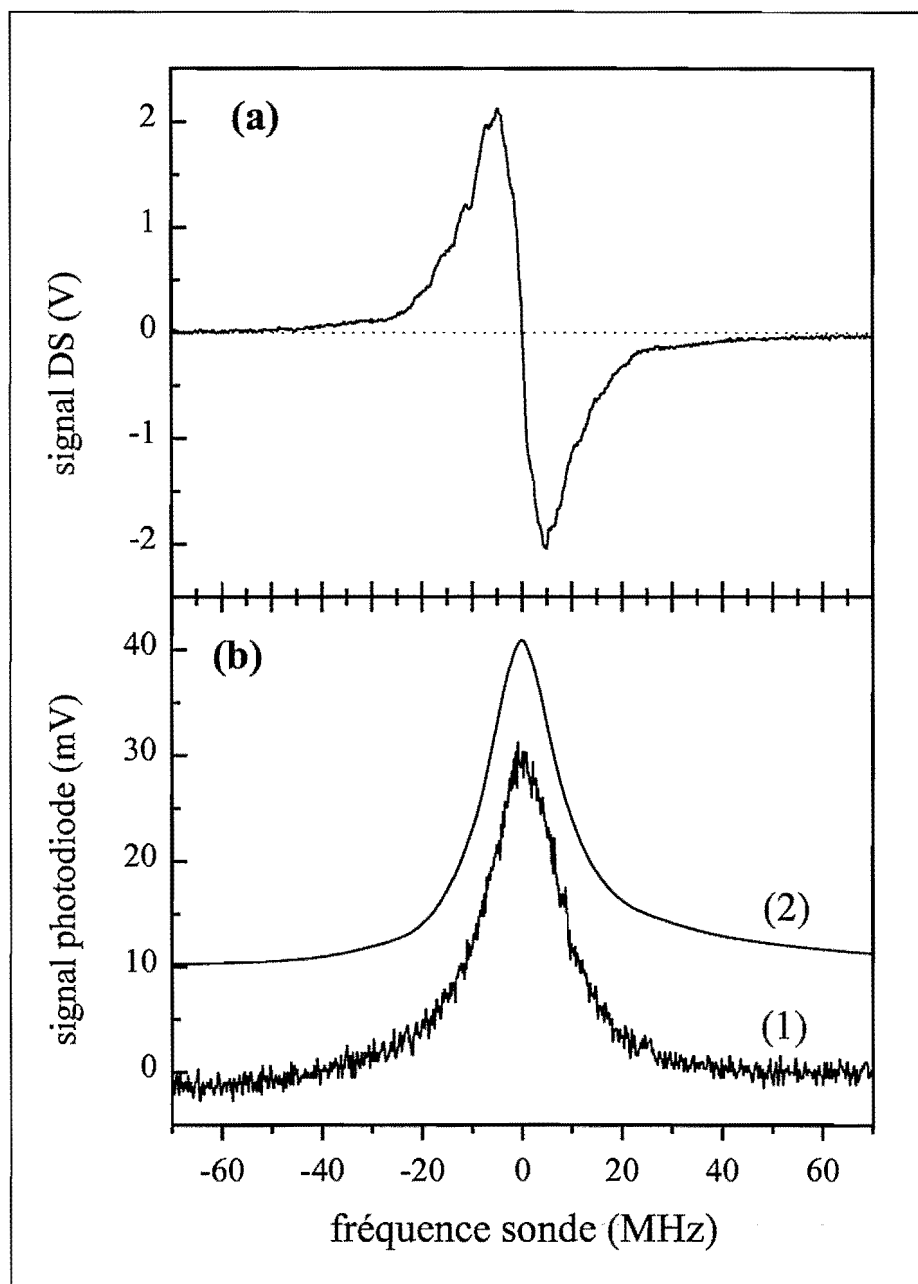


Figure II-11 : **Modulation de fréquence : interprétation des signaux.** On a représenté les signaux obtenus par cette technique, tracés en fonction de la fréquence de la sonde. La courbe (b)(1) correspond au signal "direct" d'absorption saturée. En (a) figure le signal de dispersion délivré par la détection synchrone. La courbe (b)(2) est obtenue en prenant numériquement la primitive du signal de dispersion (a), qui est ensuite divisée par un facteur de normalisation C pour retrouver l'amplitude du signal direct.

En reprenant la même démarche que dans le cas de la fluorescence, et en particulier en utilisant l'expression (II.13) du taux total de photons diffusés, on obtient :

$$\frac{\partial P_d}{\partial \nu_s}(\nu_L) = E_{ph} \frac{\partial \dot{N}_{ph}^{tot}(\nu_L)}{\partial \nu_s} = \frac{\pi}{2} E_{ph} \lambda^2 (\Delta/2\pi) \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1+s_0} \frac{z_{int}}{v_z} \Phi_{He^*} d'_{\perp}(v_x = \delta_L/k) \quad (\text{II.25})$$

Dans l'expression ci-dessus, $d'_{\perp}(v_x)$ désigne la dérivée de la distribution des vitesses transverses du jet.

Lorsque l'on veut mesurer le flux Φ_{He^*} d'atomes métastables, il suffit de prendre numériquement la primitive du signal $V_{DS}(\nu_s)$ détecté, et de calculer l'intégrale A_{abs} de cette fonction; le flux d' He^* est alors donné par :

$$\Phi_{He^*} = A_{abs} \times \left[\eta_{DS} E_{ph} \frac{z_{int}}{v_z} \frac{\Gamma^2}{8} \frac{s_0}{\sqrt{1+s_0}} \right]^{-1} \quad (\text{II.26})$$

Limite de détectivité

Le rendement de cette technique a été calibré en comparant les profils (1) et (2) de la figure (II-11)(b), et vaut : $\eta_{DS} \simeq 10^5 V \cdot MHz \cdot mW^{-1}$, pour une amplitude de la modulation de fréquence d'environ 2 MHz (et un calibre fixé de la détection synchrone). Le niveau de bruit *rms* observé est d'environ 10 mV après quelques dizaines de moyennages (soit un temps d'observation de quelques dizaines de ms, la constante de temps de la détection synchrone étant égale à 1 ms); ce bruit provient des étages de gain de la détection synchrone. On obtient donc une détectivité limite d'environ 100 pW · MHz⁻¹. Si l'on veut comme précédemment donner une estimation du nombre d'atomes détectables dans un piège magnéto-optique par cette méthode, il faut faire une hypothèse sur la largeur de la distribution de vitesse sondée, et donc sur la température des atomes; en prenant $v_{rms} \sim 1 m \cdot s^{-1}$, on trouve qu'il est possible de détecter environ 200 atomes d' He^* en 20 ms (il s'agit d'une estimation optimiste, car on a négligé les convolutions dues à la largeur fréquentielle de la sonde).

2) Technique de la sonde balayée

Nous venons de décrire une technique permettant d'analyser la distribution de vitesses atomiques dans le jet, et d'en déduire le flux d'atomes métastables. Nous avons également développé une méthode pour mesurer la distribution *spatiale* (à une dimension) du jet atomique. Elle s'est révélée extrêmement précieuse lors de l'étude du concentrateur de faisceau atomique (voir chapitre [IV]). L'idée consiste à balayer spatialement un faisceau laser de faible épaisseur à travers la section du jet atomique, et à mesurer l'absorption de cette sonde en fonction de sa position. Le schéma expérimental que nous avons employé est illustré sur la figure (II-12).

La sonde est constituée par un faisceau laser elliptique, qui est focalisé au niveau du jet atomique grâce à une lentille cylindrique. Au niveau du foyer, les dimensions de la sonde sont typiquement 1,5 cm × 260 μm. La petite dimension de la sonde détermine la résolution spatiale de la technique.

Le balayage spatial de la sonde est effectué grâce au "miroir oscillant" représenté sur la figure (II-12). Ce petit miroir est collé sur un pivot actionné par un moteur, dont l'angle de rotation est asservi : l'orientation du miroir reproduit la consigne envoyée à l'asservissement, ici une modulation triangulaire. Afin d'obtenir une translation pure de la sonde au niveau du jet atomique, on place le miroir oscillant au foyer objet de la lentille cylindrique.

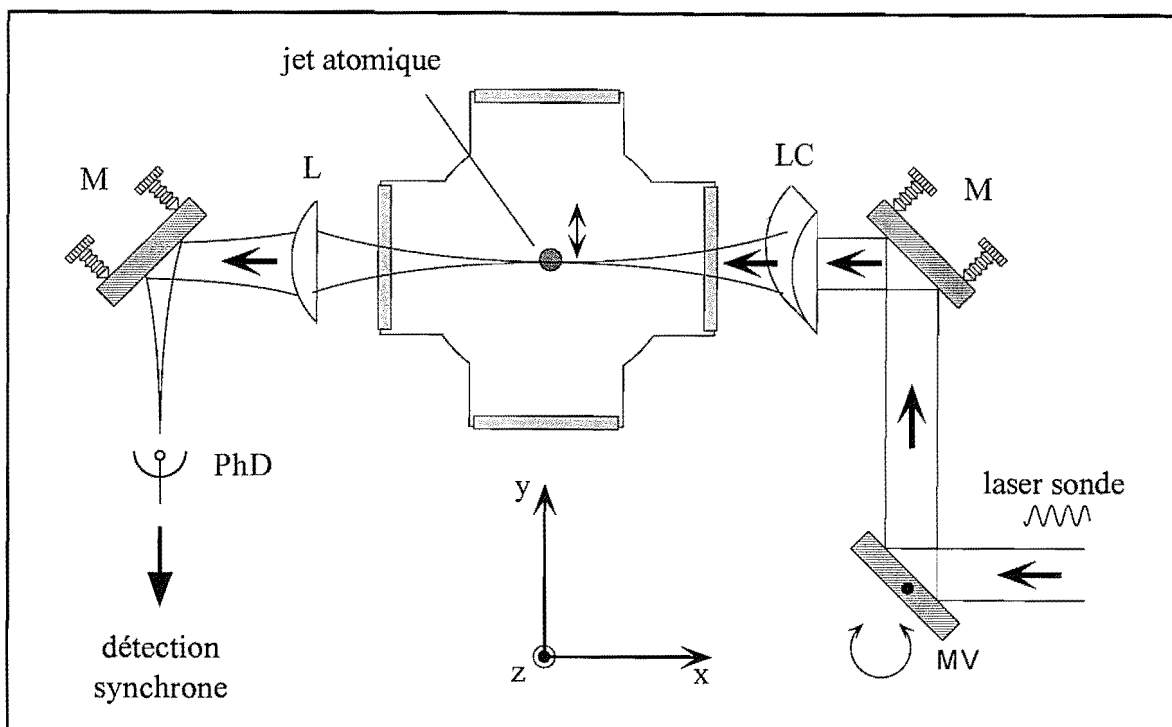


Figure II-12 : *Mesure de la taille du faisceau atomique par absorption.* Cette technique utilise un faisceau laser sonde, comportant une petite modulation de fréquence, focalisé au niveau du jet atomique grâce à une lentille cylindrique (LC). La sonde est balayée verticalement grâce à un miroir de renvoi (MV), situé au foyer objet de la lentille, qui oscille au cours du temps. Une photodiode (PhD) détecte la puissance lumineuse transmise ; ce signal est démodulé par une détection synchrone.

Après avoir traversé le faisceau atomique, la sonde est collectée par une lentille et focalisée sur une photodiode. Pour améliorer la qualité de la détection, on utilise la technique de modulation de fréquence décrite dans le paragraphe précédent. Cependant, et à la différence des situations précédentes, on ne décrit pas la distribution des vitesses transverses dans la direction Ox de propagation de la sonde. On maintient ici la fréquence de la sonde fixe (à la modulation rapide près) ; sa valeur détermine la classe de vitesse transverse avec laquelle on interagit. Tout comme dans la technique d'imagerie de la fluorescence, on sépare les composantes rapide et ralentie du faisceau atomique en introduisant un petit angle ($\simeq 4^\circ$) entre la sonde et la normale à l'axe Oz du jet.

Il est important de souligner la nature particulière de l'information fournie par cette méthode : le signal mesuré est proportionnel à la dérivée de la distribution des vitesses transverses pour une classe de vitesse donnée (fixée par la fréquence de la sonde et l'angle sonde-jet), et à la densité volumique atomique correspondant à cette classe de vitesses. Cette méthode ne nous donne donc le profil de la densité volumique des atomes dans le jet qu'à condition que la distribution des vitesses transverses soit invariante par translation dans la direction du déplacement de la sonde. En d'autres termes, et en reprenant les notations de la figure (II-12), l'interprétation que nous donnons du signal suppose qu'il n'existe pas de corrélation entre la distribution des vitesses dans la direction Ox et la position dans la direction Oy .

Afin de nous assurer de la fiabilité de cette technique, nous avons comparé la mesure de la section du jet atomique qu'elle fournit avec celle obtenue par imagerie de la fluorescence. Le résultat de ce test est représenté sur la figure (II-13).

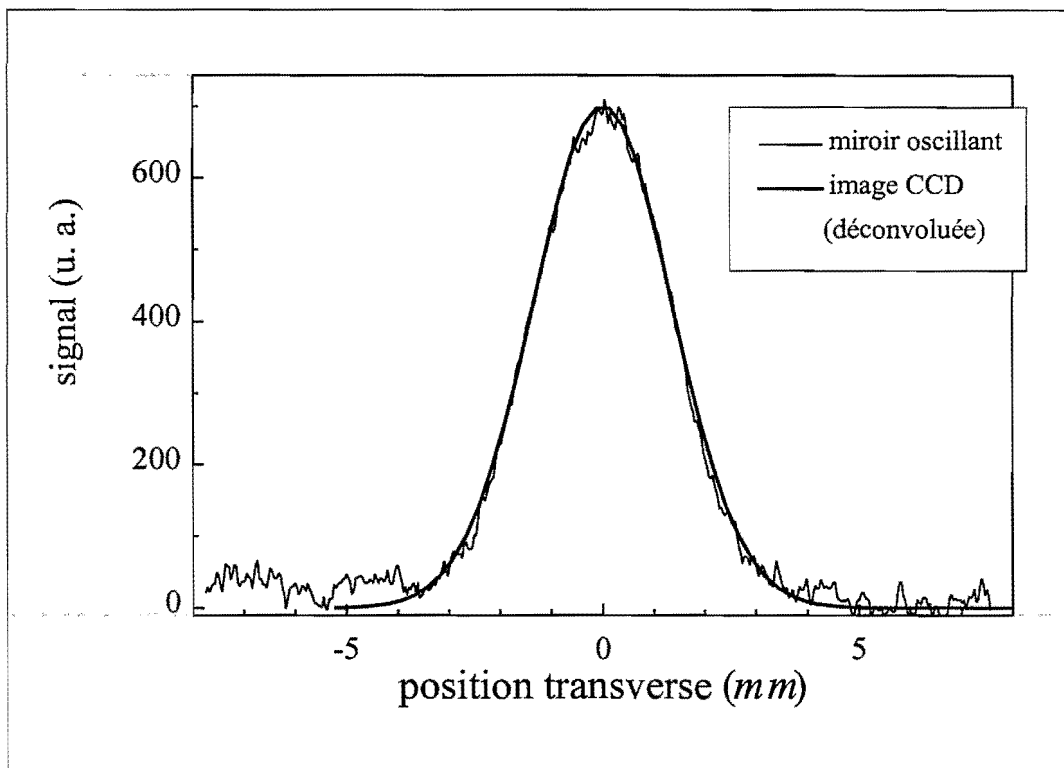


Figure II-13 : Mesure de la section du faisceau atomique : comparaison des techniques. On a superposé sur cette figure les profils transverses du jet atomique, mesurés par les techniques de la sonde balayée (traits fins) et de l'imagerie de la fluorescence (gras). Ce dernier profil a été déconvolué par une gaussienne de largeur totale à mi-hauteur 1 mm, qui tient compte de l'épaisseur de la sonde. Le niveau de bruit sur cette courbe n'est pas significatif.

On a reporté sur cette figure les profils du jet atomique mesurés par les deux techniques. La mesure a été réalisée avec un faisceau atomique ralenti ($v_z \simeq 640 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) et focalisé (voir chapitre [IV]). On a pris en compte l'effet de l'épaisseur de la sonde en déconvoluant le profil de l'image CCD par une gaussienne de largeur 1 mm : dans le cas présent, la déconvolution a peu d'influence sur la largeur du profil (largeur totale à mi-hauteur $\simeq 3,2 \text{ mm}$), et modifie surtout la forme des ailes. Notons que le niveau de bruit sur la courbe en traits gras n'est pas significatif (il s'agit d'un ajustement) : le seul but de cette figure est de comparer la forme et la largeur des profils.

On observe que les deux profils sont très similaires. Cette comparaison nous a donc permis de vérifier la nature de l'information obtenue par la technique de la sonde balayée.

II. 3. F Evaluation des incertitudes

Nous avons passé en revue les différentes techniques basées sur la mesure de la fluorescence ou de l'absorption. Nous allons maintenant discuter des sources d'incertitudes associées à ces mesures. Nous avons établi, pour les mesures de fluorescence et d'absorption, des expressions qui relient le signal obtenu au flux d' He^* produit par la source. Pour y parvenir, nous avons fait plusieurs hypothèses. Nous allons examiner la validité de chacune d'elles, afin d'estimer la marge d'erreur associée aux résultats fournis par ce type de mesures.

Sortie de résonance

Nous avons tout d'abord supposé que le taux de photons diffusés par un atome reste constant tout au long de l'interaction avec le laser. Dans la situation réelle, la force de pression de radiation à laquelle est soumis l'atome de la part de la sonde modifie sa vitesse (dans la direction de propagation de la sonde), avec pour conséquence la sortie progressive de résonance de l'atome par effet Doppler. Pour fixer les idées sur l'ordre de grandeur de cet effet, nous pouvons calculer le nombre N de photons qui doivent être échangés pour que le désaccord Doppler résultant soit égal à la demi-largeur de raie du laser $\Delta\nu_L/2$:

$$N \sim \frac{\lambda \Delta\nu_L}{2v_{rec}} \sim 20 \quad (\text{II.27})$$

Pour un atome se propageant à une vitesse $v_z = 1200 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, et en supposant un taux d'échange de photons égal à la valeur maximale $\Gamma/2 = 5 \times 10^6 \text{ photons} \cdot \text{s}^{-1}$, la sortie de résonance s'effectuerait donc sur une distance d'interaction de l'ordre de 5 mm . L'estimation ci-dessus est pessimiste : pour avoir un taux de photons diffusés proche de $\Gamma/2$, il faut un paramètre de saturation s_0 de l'ordre de 10. La largeur à prendre en compte est alors plutôt 7 MHz , ce qui augmente d'un facteur ~ 2 la distance sur laquelle la sortie de résonance s'effectue. Une résolution numérique montre que pour une saturation $s_0 = 1$ et une largeur de raie de 4 MHz , le taux de photons diffusés moyen correspondant à un temps d'interaction de $10 \mu\text{s}$ (soit une distance parcourue de 1 cm pour une vitesse $v_z = 1000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) n'est inférieur que de 18 % à la valeur initiale de $\Gamma/4$. Pour une saturation de $s_0 = 10$, ce taux moyen sur la même durée chute de 25 %. On voit donc que ce phénomène nous conduit, au pire, à sous-estimer le nombre d'atomes par un facteur de l'ordre d'un tiers.

Prise en compte de la structure interne de l'atome

Au cours de ces calculs, nous avons négligé la structure interne des niveaux énergétiques de l'atome. En pratique, la situation est rendue plus complexe par la présence des phénomènes de pompage optique, et dépend a priori de la polarisation du laser sonde utilisé. On pourrait se ramener au cas d'un atome à deux niveaux en effectuant, avant la zone de détection, un pompage optique des atomes dans le sous-niveau $m_J = \pm 1$, grâce à un faisceau laser polarisé circulairement (le faisceau sonde étant de même polarisation). Ceci n'a pas été réalisé dans cette expérience, où la sonde utilisée est généralement de polarisation linéaire. Pour prendre en compte l'existence des sous-niveaux Zeeman, on peut introduire un coefficient de Clebsh-Gordan "effectif" \tilde{c} , qui reflète la solution stationnaire des équations du pompage optique. On utilise alors les expressions obtenues plus haut, en remplaçant le paramètre de saturation à résonance par :

$$\tilde{s}_0 = \tilde{c}s_0 \quad (\text{II.28})$$

Dans le cas de la transition que nous utilisons, et pour une polarisation linéaire de la sonde, on trouve $\bar{c} = 0,59$ (voir la figure (II-3) pour les coefficients de Clebsh-Gordan des transitions concernées).

Afin d'estimer expérimentalement l'effet de la polarisation, nous avons comparé les signaux d'absorption obtenus pour trois polarisations distinctes de la sonde : polarisation linéaire parallèle à l'axe du jet (π_H), polarisation linéaire orthogonale à l'axe du jet (π_V) et polarisation circulaire (σ). On observe que les signaux obtenus pour les deux polarisations linéaires sont identiques, tandis que le signal correspondant à la polarisation σ est *plus faible* d'environ 7 %. Cette dernière observation indique peut être la présence d'un champ magnétique parasite dans la zone de mesure. Le nombre de photons diffusés par atome lors de cette mesure est d'environ 10.

On observe donc que le signal d'absorption est relativement insensible à la polarisation de la sonde. Dans ce qui suit, nous prendrons $\bar{c} = 1$ pour interpréter les résultats. Remarquons que ce faisant, nous ne pouvons que sous-estimer le nombre d'atomes, par un facteur d'au plus 40 %.

Diagramme de rayonnement

Un dernier facteur d'incertitude, spécifique à la mesure de fluorescence, est lié au diagramme angulaire de rayonnement du dipôle atomique. On s'attend notamment à ce qu'une excitation (linéaire) verticale du dipôle atomique conduise à une réduction de la fluorescence observée, la puissance rayonnée suivant l'axe du dipôle étant nulle. Nous avons comparé les signaux obtenus pour les polarisations π_H et π_V , et observé une variation de l'amplitude du signal de 30 % environ entre ces deux configurations, le maximum de signal étant obtenu, comme attendu, pour la polarisation parallèle à l'axe du jet. L'amplitude du signal pour une polarisation σ se situe à une valeur intermédiaire. En supposant que la valeur correspondant à un diagramme de rayonnement isotrope (qui est l'hypothèse du calcul effectué plus haut) se situe entre les deux valeurs mesurées en polarisation π , on peut considérer que l'on surestime le nombre d'atomes d'environ 15 % lorsque la mesure est effectuée avec la polarisation π_H .

Incertainde totale

La discussion ci-dessus montre que plusieurs phénomènes sont susceptibles d'augmenter l'incertitude sur le nombre d'atomes mesuré par ces méthodes optiques ; il paraît prudent d'estimer l'incertitude sur le nombre d'atomes à un facteur 2 environ. On fera *a priori* plus confiance à la mesure d'absorption, pour laquelle les causes d'incertitude sont moins nombreuses.

II. 3. G Comparaison fluorescence-absorption

Nous avons utilisé, lors de la caractérisation du jet atomique, les deux techniques (fluorescence et absorption) qui viennent d'être décrites. Il est difficile de juger de manière absolue quelle est la meilleure, car cela dépend de la situation expérimentale. Cependant, la mesure d'absorption paraît supérieure dans la plupart des cas : l'alignement est plus facile à réaliser, et la sensibilité est supérieure (sauf dans le cas de distributions très larges), ce qui permet d'utiliser une sonde faiblement saturante qui perturbe peu les atomes. A titre d'exemple, nous avons comparé sur la figure (II-14) les signaux obtenus par les deux méthodes dans les mêmes conditions. Ces signaux ont été obtenus avec le même faisceau sonde ($s_0 \simeq 1$), pour une

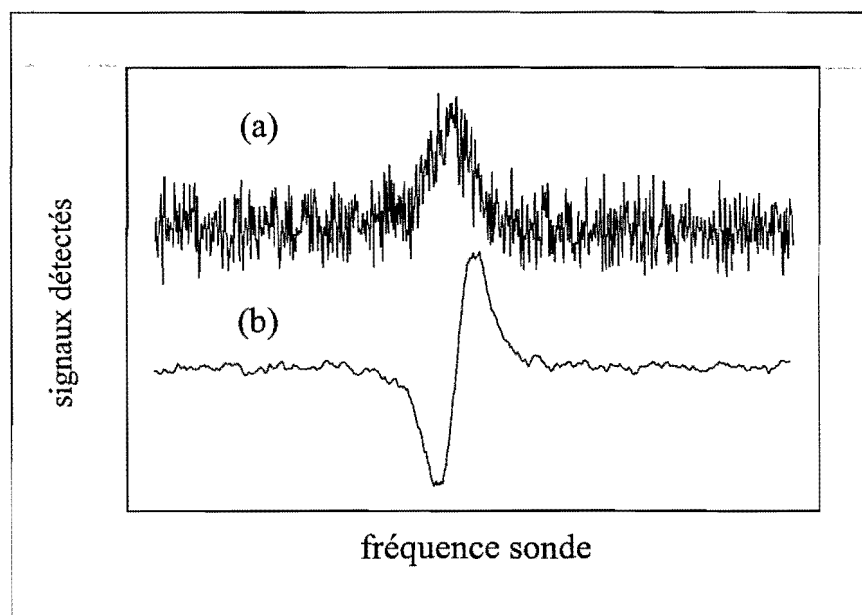
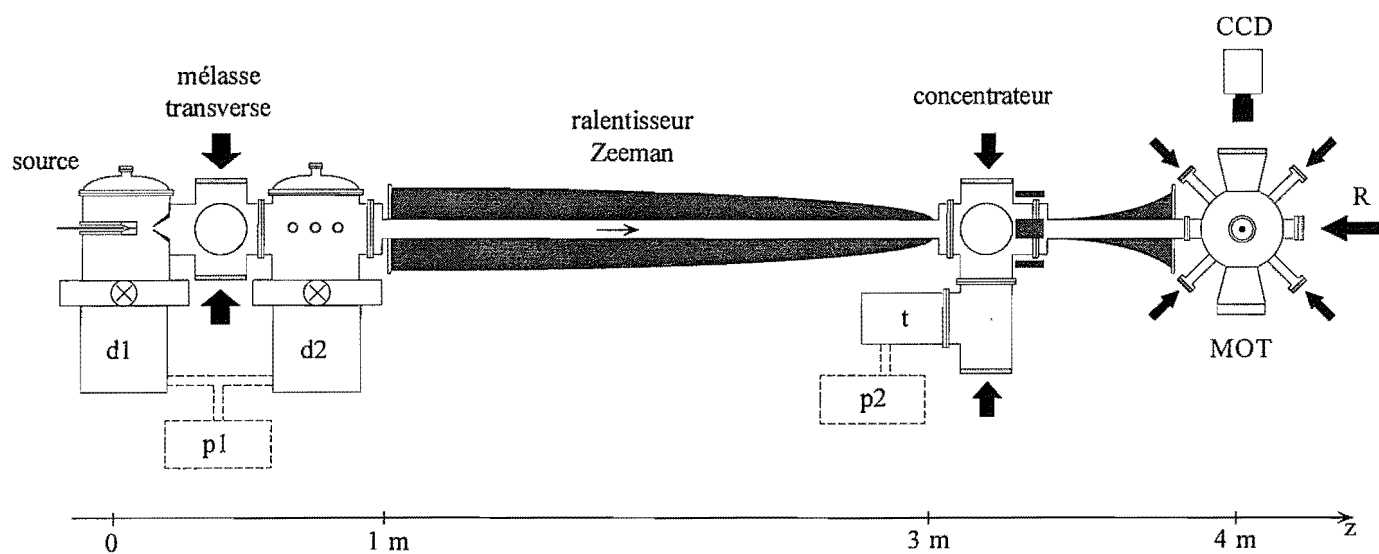


Figure II-14 : **Absorption/fluorescence : comparaison.** On a fait figurer un profil de fluorescence (a) et d'absorption (modulation de fréquence) (b), relevés dans les mêmes conditions expérimentales. La bande passante est comparable dans les deux cas ($\nu_{BP} \sim 200 \text{ Hz}$). Ces signaux ont été accumulés sur une cinquantaine de cycles d'acquisition (durée $\sim 1 \text{ mn}$).

distribution atomique relativement large ($\Delta\nu \simeq 60 \text{ MHz}$, largeur totale); le profil (a) a été normalisé de façon à avoir la même amplitude que le profil (b). Les bandes passantes de détection sont comparables dans les deux cas ($\nu_{BP} \sim 200 \text{ Hz}$). Dans cette situation, le rapport signal à bruit de la mesure d'absorption est environ 10 fois supérieur à celui de la fluorescence.

Chapitre III

Production d'un faisceau intense d'atomes d' He^* ralentis



Chapitre III

Production d'un faisceau intense d'atomes d' He^* ralentis

Nous entamons avec ce chapitre la description du dispositif qui délivre le jet d'atomes ralentis. Nous commençons par décrire de manière globale le montage adopté, en identifiant le rôle de chacune des sections qui le composent. Nous y décrivons également les caractéristiques de nos sources laser, ainsi que les méthodes utilisées pour obtenir les désaccords souhaités.

Le fonctionnement de la source proprement dite fait l'objet de la partie [III. 2]. Nous y décrivons le principe de production du jet supersonique d' He^* ; les quantités qui le caractérisent (intensité, vitesse longitudinale, divergence) sont mesurées et leur dépendance vis-à-vis des paramètres expérimentaux est étudiée.

La partie [III. 3] est consacrée à l'étage de collimation transverse, qui utilise la technique de la mélasse optique à fronts d'ondes courbés [49]. Les caractéristiques de cette élément critique du montage sont discutées en détail. Les performances obtenues sont commentées.

La partie suivante [III. 4] décrit le ralentissement du jet atomique, qui est obtenu par la technique du ralentissement Zeeman [34]. Un soin particulier a été apporté à la réalisation de cette partie du montage, qui est décrite en détail. Nous avons procédé à une analyse expérimentale approfondie du ralentissement des atomes ; en particulier, l'utilisation des techniques de détection optique (voir [III. 3. E. 2]) nous a permis d'observer directement la diffusion transverse des atomes lors du ralentissement.

III. 1 Description générale de l'expérience

III. 1. A Le montage expérimental

La configuration expérimentale est représentée sur la figure(III-1) ; elle est composée d'un certain nombre d'éléments, dont nous allons passer en revue les fonctions.

La première section est constitué par la source proprement dite, qui produit le jet supersonique d'atomes métastables. Ce jet est obtenu par détente d'hélium gazeux à travers l'ouverture de petit diamètre d'un gicleur. L'état métastable est excité par le biais d'une décharge électrique. Un système de refroidissement du gicleur par circulation d'azote liquide permet de réduire la vitesse longitudinale des atomes. Du fait de la très faible efficacité du processus d'excitation, il est nécessaire d'injecter de grandes quantités d'hélium dans l'enceinte à vide. L'évacuation de la majeure partie de ce gaz est assurée par deux pompes à diffusion (**d1** et **d2**), d'un débit de $3000 \text{ l} \cdot \text{s}^{-1}$.

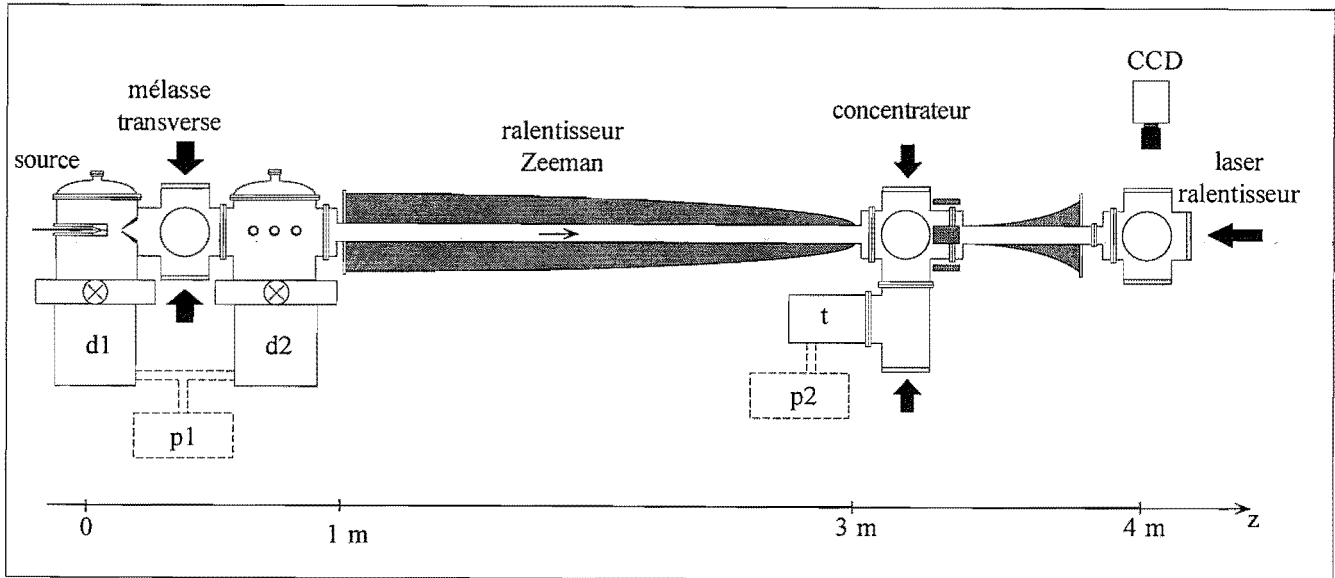


Figure III-1 : Schéma global de l'expérience. L'expérience est constituée de plusieurs sections distinctes. La source produit un jet supersonique d' He^* , excité par une décharge. La mélasse transverse permet de collimater une partie du jet atomique ; à la sortie de cette section, le faisceau atomique est quasi-parallèle. Le ralentisseur Zeeman a pour fonction de décélérer le jet atomique, de sa vitesse initiale ($\sim 1200 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) jusqu'à des vitesses finales de quelques dizaines de $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$. Le concentrateur focalise le jet atomique en un point de l'axe, et permet de le recomprimer spatialement. Une enceinte à vide placée à l'extrémité du dispositif permet de caractériser le faisceau atomique. La longueur totale du montage est d'environ 4 m.

La section suivante (mélasse transverse) a pour rôle la collimation transverse du jet atomique, initialement divergent. Ce résultat est obtenu grâce à une technique de manipulation par laser connue sous le nom de "mélasse optique" ; le système est optimisé pour capturer une proportion la plus importante possible des atomes métastables produits par le jet supersonique, et pour délivrer en sortie un faisceau d'atomes quasi-parallèle. Une enceinte de détection, située en aval de la mélasse transverse, permet notamment d'aligner et de caractériser celle-ci.

Ainsi que nous l'avons mentionné, les atomes produits par le jet supersonique sont trop rapides pour être utilisés directement dans les expériences, avec des vitesses moyennes supérieures à $1000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$: il faut donc les ralentir. Ceci est réalisé grâce à la technique maintenant bien établie du ralentissement Zeeman, dont le principe fut initialement proposé par Phillips et Metcalf [34]. La vitesse initiale élevée de nos atomes d' He^* , qui est une conséquence directe de leur faible masse, impose la taille assez considérable du dispositif de ralentissement ($\sim 2,5 \text{ m}$).

Celui-ci est essentiellement constitué d'un gros solénoïde variable et d'un faisceau laser contre-propageant au jet atomique. Dans la configuration adoptée, l'aimant est divisé en deux sections entre lesquelles le champ magnétique du ralentisseur s'annule. Ceci permet notamment de venir y insérer un "concentrateur", grâce auquel on peut recomprimer spatialement le faisceau atomique qui s'est étalé lors de la diffusion transverse. La première section du ralentisseur décélère les atomes jusqu'à environ $550 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, et la seconde jusqu'à la vitesse finale de quelques dizaines de $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$. Une enceinte de "caractérisation", située en sortie du ralentisseur, permet la détection du faisceau d'atomes ralentis.

Le "concentrateur" permet de focaliser le jet atomique partiellement ralenti en un point de l'axe. Un chapitre distinct [IV] est consacré à l'étude théorique et expérimentale de ce système, qui constitue un nouvel outil pour la manipulation des faisceaux atomiques.

III. 1. B Les lasers

1) Caractéristiques

Notre équipement laser est exclusivement composé de diodes laser DBR (Distributed Bragg Reflector) qui délivrent une puissance de 50 mW à $\lambda = 1,083 \mu\text{m}$ (diodes SDL-6702 H1). L'apparition relativement récente de ces diodes a permis de combler l'absence, jusque là problématique, de sources laser efficaces émettant à $\lambda = 1,083 \mu\text{m}$ avec une bonne finesse spectrale. En effet, la principale alternative est constitué par le laser LNA [41], dont la réalisation constitue un effort de recherche important pour un laboratoire. Les diodes DBR, qui possèdent un réseau d'indice sélectif en fréquence intégré à l'intérieur de la "puce" laser, sont caractérisées par une largeur de raie inférieure à celle d'une diode libre, qui vaut typiquement quelques dizaines de MHz . La largeur nominale des diodes que nous utilisons est $\Delta\nu_L = 3 \text{ MHz}$; nous avons voulu vérifier cette valeur, qui joue un rôle important dans l'analyse des signaux expérimentaux (voir le sous-chapitre [II. 3]). Pour ce faire, une méthode consiste à réaliser le battement entre les faisceaux issus de deux diodes laser distinctes, dont les fréquences centrales sont décalées de quelques dizaines de MHz . Le schéma du montage utilisé pour cette mesure est représenté sur la figure (III-2).

Les deux diodes laser sont asservies sur deux références de fréquence distantes d'une quantité $\Delta\nu$ ($\simeq 10 \text{ MHz}$), grâce à une technique décrite dans le paragraphe suivant. Après recombinaison grâce à une séparatrice, les faisceaux sont envoyés sur une photodiode rapide qui détecte le battement. Le pic de battement est observé grâce à un analyseur de spectre. La largeur mesurée $\Delta\nu_{\text{batt.}}$ est d'environ $4,6 \text{ MHz}$, et résulte de la convolution entre les raies des deux lasers (la stabilité fréquentielle des asservissements joue également un rôle, qui est ici négligeable). En supposant que la largeur $\Delta\nu_{\text{batt.}}$ est donnée par $\Delta\nu_{\text{batt.}} \sim \sqrt{2}\Delta\nu_L$, on retrouve bien une largeur fréquentielle de nos lasers d'environ 3 MHz .

Le réseau interne a également pour effet de stabiliser la fréquence de la diode, qui ne présente pas les "sauts de modes" caractéristiques des diodes libres qui sont observés lorsque l'on fait varier le courant ou la température de la diode. La fréquence du laser s'ajuste très facilement à l'aide du courant d'alimentation, ainsi qu'en variant la température de la diode. Lorsque rien n'est fait pour stabiliser la fréquence du laser (hormis l'asservissement de la température de la diode), on observe typiquement une gigue de l'ordre de 10 MHz d'amplitude, se produisant

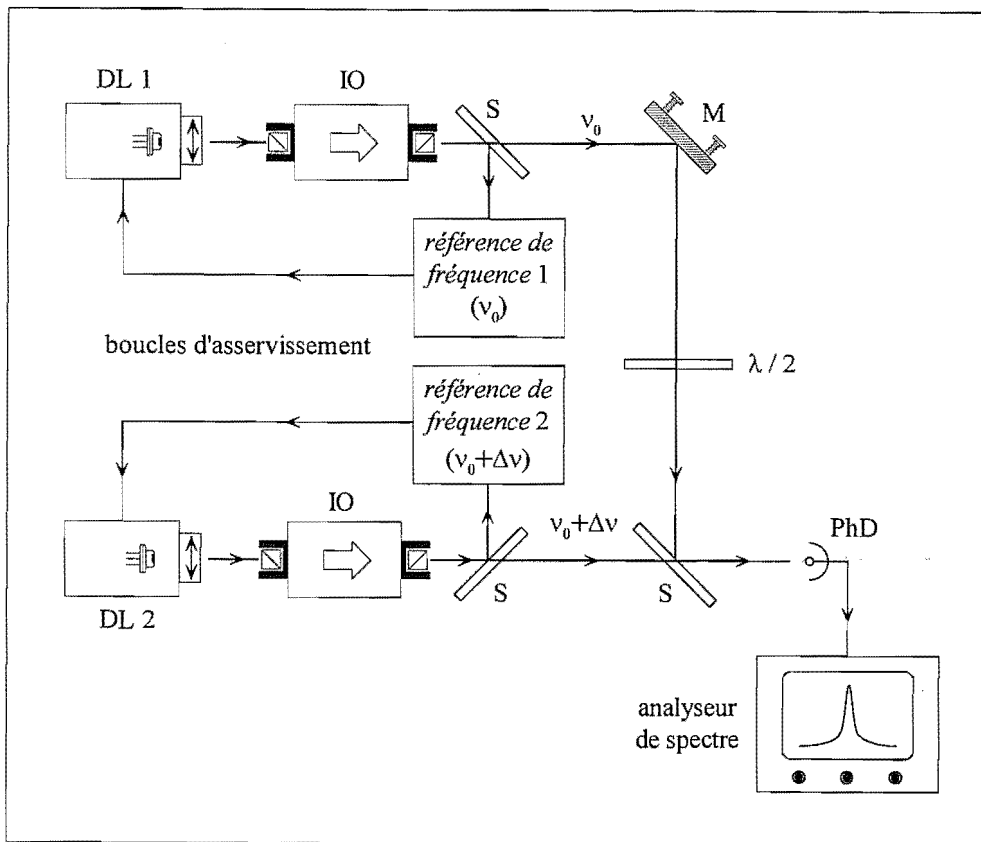


Figure III-2 : Mesure de la largeur de raie des lasers. On réalise le battement entre les faisceaux issus de deux diodes laser dont les fréquences sont asservies sur deux références séparées d'une quantité $\Delta\nu$. Les faisceaux sont superposés par le biais d'une séparatrice (S). Le battement est détecté par une photodiode rapide (PhD); et visualisé sur un analyseur de spectre.

à des fréquences de l'ordre de quelques hertz. On observe également des dérives plus lentes de la fréquence, d'amplitude typiquement beaucoup plus importante.

Il est donc essentiel de stabiliser la fréquence de nos lasers : typiquement, elle doit être définie avec une précision meilleure que Γ . Il est également important de pouvoir ajuster cette fréquence, afin d'obtenir le désaccord approprié pour chaque opération de manipulation du jet atomique. Ce désaccord est généralement de l'ordre de quelques Γ , sauf dans le cas du ralentissement Zeeman qui requiert un désaccord de l'ordre de 500 MHz (voir section [III. 4]).

2) Stabilisation fréquentielle et obtention du désaccord

La fréquence des lasers est asservie sur celle de la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$, grâce à la technique d'absorption saturée schématisée sur la figure (III-3).

On utilise comme référence de fréquence une raie du spectre d'absorption saturée de l' He^* (voir figure (III-4)), qui est excitée dans une cellule par un rayonnement RF. Le signal d'erreur est obtenu par la méthode de modulation de fréquence décrite en [III. 3. E. 1]. Deux bobines en configuration "Helmholtz" permettent d'appliquer un champ magnétique dans la cellule, qui décale la transition atomique par effet Zeeman. Grâce à l'ensemble cube polariseur-lame quart-d'onde, on évite d'une part le retour du faisceau rétro-réfléchi dans la diode laser, et la pola-

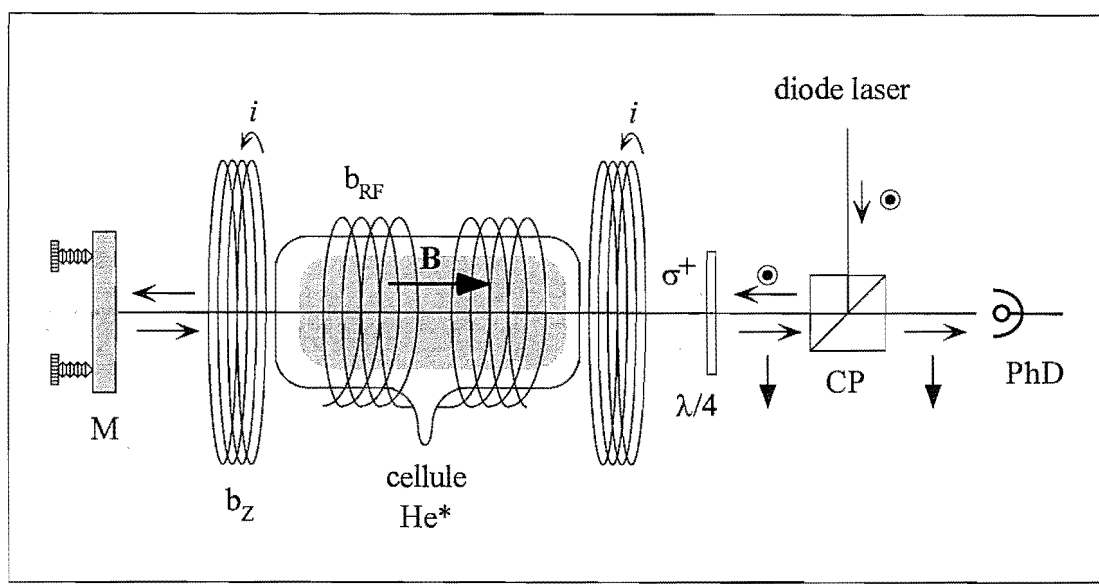


Figure III-3 : **Stabilisation fréquentielle des diodes laser.** On utilise comme référence une raie d'absorption saturée de l' He^* (voir figure (II-4)). L'état métastable est obtenu par excitation RF (bobine b_{RF}) de l'hélium contenu dans une cellule. Le signal d'erreur est obtenu par modulation de fréquence (voir [II. 3. E. 1]). Le champ magnétique B généré par le courant circulant dans les bobines b_Z permet de décaler la fréquence atomique par effet Zeeman, et donc celle de la diode asservie.

La polarisation circulaire dans la cellule excite essentiellement la transition $m_F = \pm 1 \rightarrow m_F = \pm 2$, pour laquelle le déplacement Zeeman est maximal ($1,4 \text{ MHz} \cdot \text{G}^{-1}$). Des tests ont mis en évidence une stabilité fréquentielle du laser asservi meilleure que le MHz , pour une bande passante de l'asservissement de 1 kHz .

Désaccord par effet Zeeman

Ainsi qu'on vient de le voir, on peut décaler la fréquence de référence du laser en appliquant un champ magnétique dans la cellule d'hélium (voir figure (III-3)); la fréquence du laser asservi dépend alors du courant i appliqué dans les bobines. On a tracé sur la figure (III-4) le décalage fréquentiel (par rapport à la fréquence de la transition à $B = 0$) mesuré grâce à un étalon Fabry-Perot, en fonction du courant i .

On voit qu'il est ainsi possible d'ajuster de manière assez précise la fréquence du laser autour du désaccord nul (i.e. par rapport à la fréquence atomique à champ magnétique nul). On observe cependant que le décalage fréquentiel ne dépend pas de manière complètement linéaire du courant i : ceci est dû au fait que la polarisation σ^+ excite plusieurs transitions, qui ne sont pas résolues pour des champs magnétiques faibles [41]. Au fur et à mesure que l'on augmente le champ magnétique, les différentes transitions se séparent et la raie résultante se déforme, ce qui produit les oscillations visibles sur la figure (III-4).

Nous avons ainsi accès, dans notre montage, à une plage de désaccords d'environ $\pm 100 \text{ MHz}$. La plupart des résultats de spectroscopie d'absorption présentés dans la suite de ce mémoire ont été obtenus grâce à cette méthode.

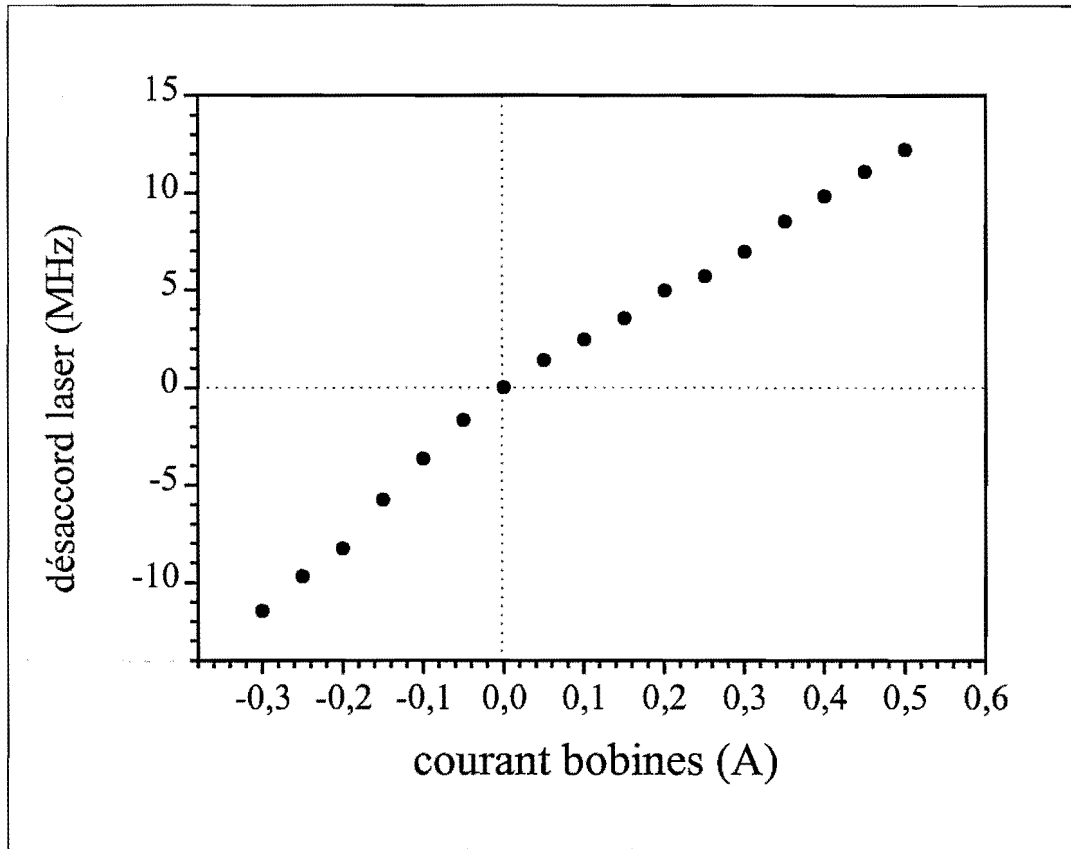


Figure III-4 : **Obtention du désaccord par effet Zeeman.** La diode laser étant asservie sur la transition atomique, on applique un champ magnétique dans la cellule d' He^* grâce à des bobines en configuration "Helmholtz" (voir figure (III-3)). Le désaccord, mesuré grâce à un Fabry-Perot, est tracé en fonction du courant circulant dans les bobines.

Désaccord par effet acousto-optique

La technique décrite ci-dessus est appropriée pour obtenir un désaccord relativement faible (qqs dizaines de MHz), fixe ou lentement variable. Certaines applications, comme les expériences à partir d'un piège magnéto-optique, nécessitent des désaccords rapidement variables. Nous avons également besoin, pour ralentir les atomes du jet, d'un désaccord de quelques centaines de MHz (voir section [III. 4]). On utilise alors des modulateurs acousto-optiques pour décaler la fréquence des lasers. Dans un tel modulateur, la diffraction du faisceau laser sur un réseau d'indice, créé dans un matériau par une onde stationnaire acoustique, permet d'obtenir des décalages fréquentiels importants ($\sim 120.MHz$ pour le modèle que nous utilisons (Crystal Technology, modèle 3125-120)), et accordables sur une certaine plage (ici $\sim 60.MHz$). Un paramètre important est l'efficacité de diffraction dans un ordre donné, qui doit être aussi élevée que possible ; elle est dans notre cas de 85 % (efficacité maximale) pour les ordres ± 1 .

L'angle entre le faisceau diffracté et le faisceau incident dépend de la valeur du décalage fréquentiel ; ceci est naturellement inacceptable lorsque le dispositif est inséré dans un montage optique à l'alignement critique. Ce problème est résolu grâce au montage de type "oeil-de-chat" schématisé sur la figure (III-5).

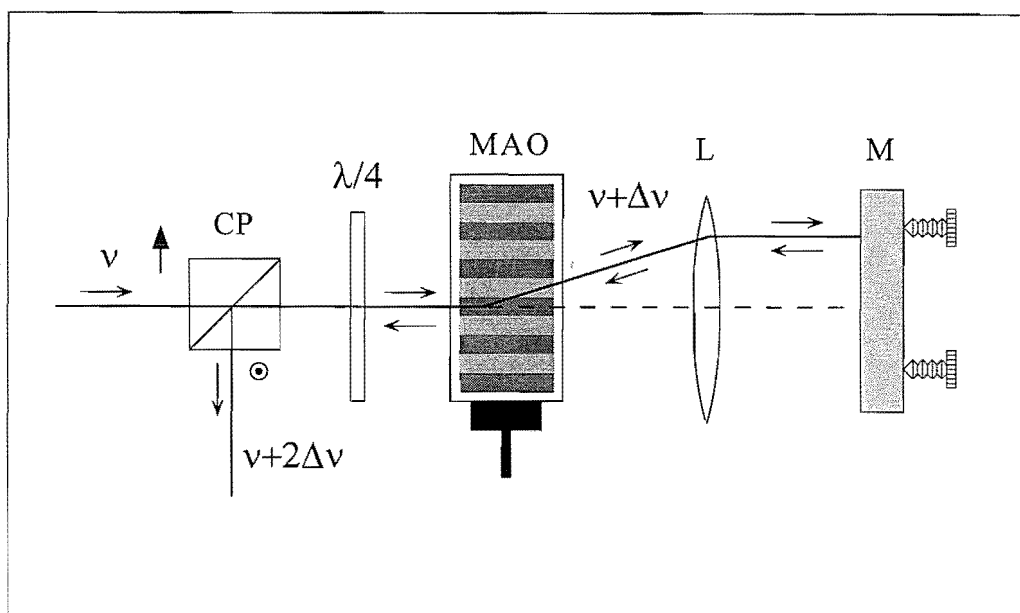


Figure III-5 : **Double-passage dans un acousto-optique.** Ce montage permet d'obtenir un décalage fréquentiel ajustable sans déviation angulaire du faisceau. Le modulateur acousto-optique (MAO) est situé au foyer de la lentille L , de sorte que le faisceau est en incidence normale sur le miroir M quelle que soit la déviation angulaire. Le faisceau décalé en fréquence (de $2\Delta\nu$) est extrait, après double-passage dans une lame quart-d'onde, grâce au cube séparateur de polarisation CP .

Le faisceau laser effectue un double-passage dans le même ordre à travers l'acousto-optique, ce qui double le décalage en fréquence $\Delta\nu$; le modulateur acousto-optique est situé au foyer d'un objet d'une lentille, de sorte que le faisceau émerge toujours de celle-ci parallèlement à l'axe optique, indépendamment de $\Delta\nu$. Un miroir réglé pour l'incidence normale renvoie le faisceau sur lui-même. On récupère le faisceau décalé grâce au double-passage à travers la lame quart-d'onde et au cube séparateur de polarisation.

La plupart des applications requièrent des désaccords de l'ordre de quelques Γ , qui ne sont pas accessibles par passage dans un seul modulateur. Lorsque l'on travaille avec des alcalins comme le rubidium, la structure fine du niveau excité est beaucoup plus "resserrée", ce qui permet d'utiliser une autre transition distante de quelques dizaines de MHz comme référence pour s'asservir. Dans le cas de l'hélium, les autres transitions sont bien trop éloignées (voir figure (II-4)) pour pouvoir être utilisées. Il faut donc utiliser deux acousto-optiques en série, l'un fonctionnant dans l'ordre $+1$ et l'autre dans l'ordre -1 , réglés de façon à ce que leurs décalages fréquentiels diffèrent exactement de la valeur recherchée ; cette configuration, combinée avec la nécessité de compenser le décalage angulaire, implique quatre passages successifs à travers les acousto-optiques. Il s'agit donc d'une technique assez lourde, relativement délicate à régler, et coûteuse en terme de puissance lumineuse : en prenant l'efficacité de diffraction maximale de 85 % , on a perdu après le quadruple passage la moitié de la puissance du faisceau incident ⁶. Pour pouvoir disposer d'une puissance lumineuse suffisante à cette fréquence, on a donc recours à la technique de l'injection.

⁶ Cette valeur est en fait plutôt optimiste, l'efficacité de diffraction n'atteignant sa valeur maximale de 85% que dans une plage de décalage fréquentiel bien plus étroite que la plage totale d'accordabilité.

Injection d'une diode laser

La solution que nous avons adoptée est schématisée sur la figure (III-6) ; elle consiste à utiliser une diode stabilisée (diode "maître") comme référence, dont on prélève une fraction du faisceau que l'on décale en fréquence grâce à la technique décrite ci-dessus. Ce faisceau sert alors à injecter une autre diode laser (diode "esclave"), qui devient asservie en phase sur la diode de référence.

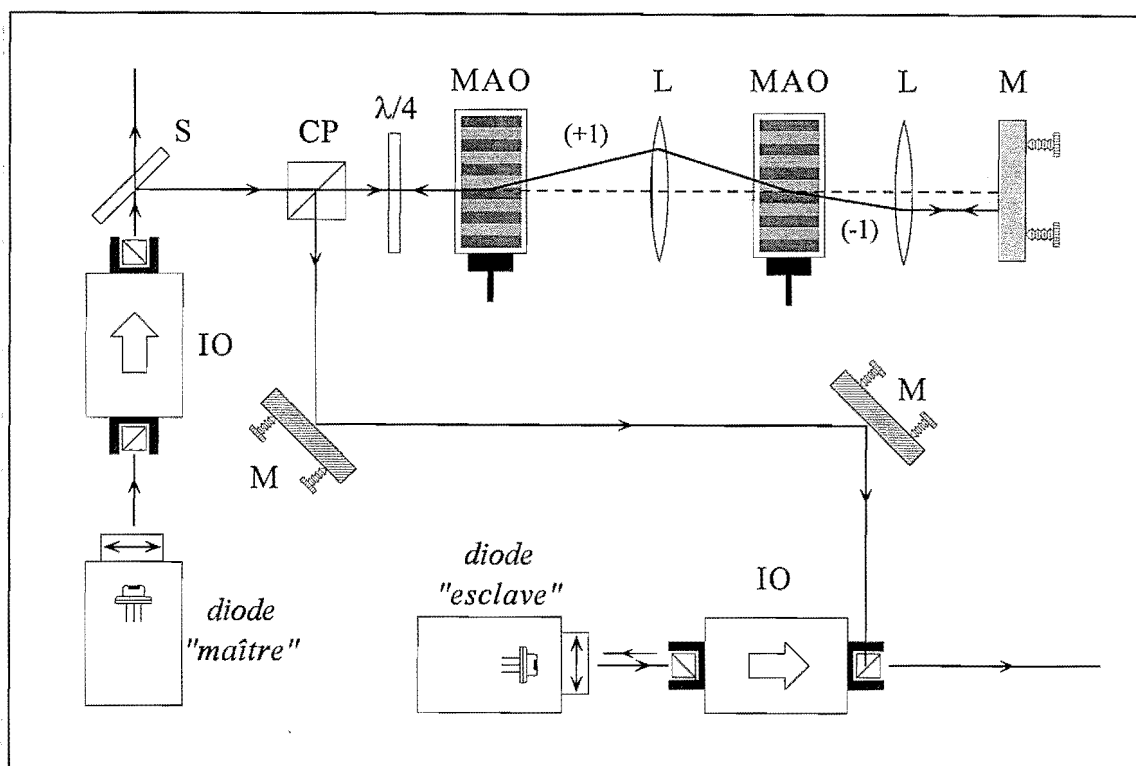


Figure III-6 : **Injection d'une diode laser.** Ce montage permet de transférer la pureté et la stabilité spectrale d'une diode laser "maître" à une diode "esclave". On peut introduire un décalage fréquentiel entre les deux diodes grâce à un double-passage dans un modulateur acousto-optique (MAO) ; pour obtenir de petits désaccords, deux doubles-passages sont nécessaires : le premier dans l'ordre +1, et le second dans l'ordre -1.

En jouant sur les ordres de diffraction utilisés pour les deux acousto-optiques, on peut différemment obtenir un désaccord faible, ou au contraire élevé ($\rightarrow 600\text{ MHz}$ pour un quadruple passage dans l'ordre 1). Le point clé de cette technique est qu'il suffit d'une puissance lumineuse très faible pour réaliser l'injection ($< 100\ \mu\text{W}$) ; on contourne ainsi le problème de la perte de puissance lumineuse liée au quadruple-passage dans les modulateurs acousto-optiques. Il est possible, à partir du même schéma, d'injecter plusieurs diodes esclaves avec une seule diode stabilisée, et de contrôler de manière indépendante leurs désaccords.

III. 2 La source d'hélium métastable

Nous nous intéressons dans cette partie à la source qui produit les atomes d'hélium métastables. Elle est fondée sur le principe d'un jet supersonique d'hélium, qui est excité dans l'état métastable par une décharge. Nous rappelons tout d'abord très brièvement les caractéristiques d'un jet supersonique, qui en font la source de prédilection dans ce type d'expérience. Nous décrivons ensuite la source, et discutons son fonctionnement de manière qualitative. Nous présentons enfin des résultats expérimentaux qui permettent de chiffrer les performances de cette source.

III. 2. A Jet supersonique

La plupart des jets atomiques disponibles à l'heure actuelle appartient à deux catégories : les jets effusifs et les jets supersoniques. Un jet effusif est essentiellement constitué d'une enceinte, contenant l'espèce atomique désirée, et percée d'une ouverture. Les atomes sortant par cette ouverture forment un jet, caractérisé par des distributions de vitesses longitudinales et transverses très larges ; un jet effusif est donc fortement divergent, avec une très large distribution de vitesses longitudinales. Le jet supersonique, en revanche, est produit par la détente sous une pression élevée d'un gaz à travers un gicleur de petit diamètre. Le jet ainsi produit est beaucoup plus directif, et son intensité sur l'axe plus élevée [29]. Sa distribution de vitesses longitudinales est également plus étroite que celle d'un jet effusif.

Ces deux types de jet diffèrent par le régime d'écoulement du gaz à travers le gicleur, caractérisé par le nombre de Knudsen [59] :

$$K_n = \frac{\lambda_0}{D} \quad (\text{III.1})$$

où D est le diamètre du canal, et λ_0 le libre parcours moyen d'une molécule de gaz dans le gicleur :

$$\lambda_0 = \frac{1}{\sqrt{2}n\sigma} \quad (\text{III.2})$$

Dans l'expression (III.2), n est la densité atomique dans la source et σ la section efficace de collision de l'hélium (37 \AA^2).

Si le nombre de Knudsen est petit devant l'unité (jet supersonique), il y a beaucoup de collisions entre les molécules de gaz pendant le transit à travers le gicleur, ce qui conduit à un effet "bouchon" [29] : les molécules ayant une vitesse moyenne supérieure à la normale sont ralenties, tandis que les plus lentes sont accélérées ; on obtient donc une distribution des vitesses plus étroite.

La théorie du jet supersonique permet d'obtenir l'expression de la largeur Δv_s de la distribution des vitesses dans ce régime, ainsi que celle de la vitesse moyenne v_s des atomes :

$$\Delta v_s = \left[\frac{4}{\gamma - 1} \frac{kT}{M} K_n \right]^{1/2} \quad (\text{III.3})$$

$$v_s = \left[\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{kT}{M} \right]^{1/2} \quad (\text{III.4})$$

où γ vaut $5/3$ pour un gaz monoatomique comme l'hélium, k est la constante de Boltzmann, T la température et M la masse atomique.

Ces expressions amènent plusieurs réflexions. On voit tout d'abord que la largeur de la distribution des vitesses diminue bien avec K_n : plus le jet est "supersonique", et plus cette distribution est étroite.

On constate également que la vitesse moyenne des atomes dans le jet varie comme la racine de la température ; *on peut donc réduire la vitesse du jet atomique en diminuant la température de la source.* Cette propriété très importante est exploitée dans le montage expérimental, où l'on parvient à diminuer la vitesse moyenne du jet d'un facteur ~ 2 (on passe de $2000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ à environ $1200 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) en refroidissant le gicleur grâce à une circulation d'azote liquide.

On note enfin que la vitesse du jet supersonique est inversement proportionnelle à la masse de l'atome considéré ; de ce fait, la vitesse moyenne du jet d'hélium est particulièrement élevée (d'après l'expression (III.4), la vitesse du jet à $T = 300 \text{ K}$ est de $1760 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$). Nous verrons, dans la partie [III. 4] consacrée au ralentissement du jet atomique, que ceci a des conséquences importantes sur l'encombrement du dispositif expérimental ; en effet, la distance nécessaire pour stopper les atomes croît comme le carré de la vitesse initiale.

III. 2. B Description de la source

Principe

La configuration de notre source d'hélium métastable, schématisée sur la figure (III-7), est similaire à celle de jets supersoniques utilisés dans d'autres équipes [27, 28, 33, 39]. Son

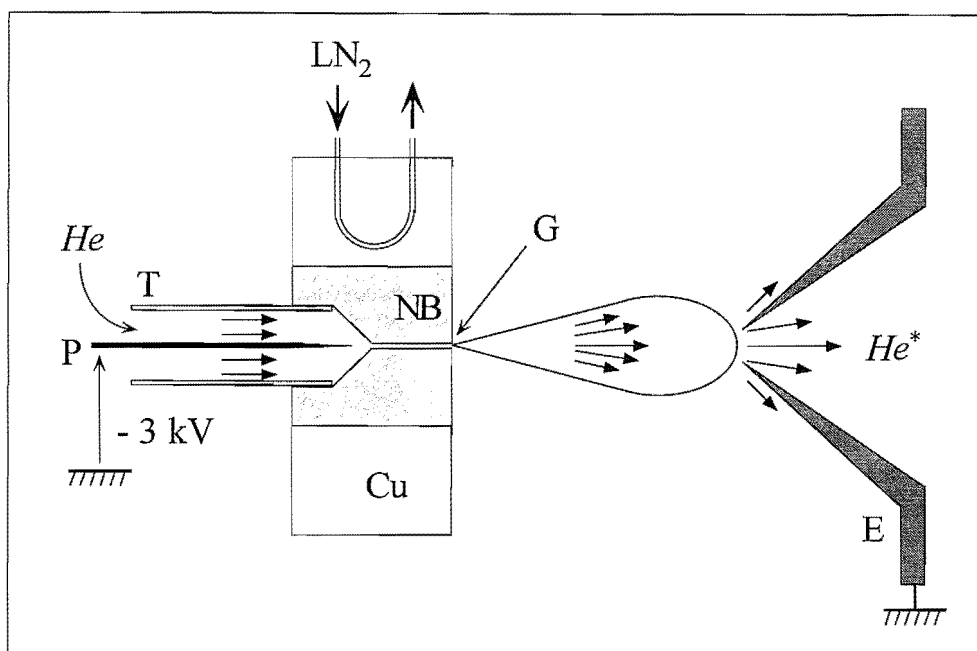


Figure III-7 : **Représentation schématique de la source d'He***. De l'hélium gazeux, initialement à une pression de l'ordre du bar, se détend dans une enceinte à travers un gicleur (G). Une décharge est provoquée entre la pointe (P), portée à une tension de -3 kV, et l'écorceur (E). Une bague en cuivre (Cu) où circule de l'azote liquide permet de refroidir le gaz grâce à la bonne conduction thermique du nitrure de Bore (NB) qui constitue le gicleur ; ce matériau est également un bon isolant électrique, ce qui permet d'éviter l'instauration d'une décharge entre la pointe et la bague de cuivre.

principe est basé sur la détente d'hélium gazeux, initialement à une pression de l'ordre du bar, dans une chambre à vide à travers un gicleur de petit diamètre ($\varnothing = 0,25 \text{ mm}$) : on crée ainsi un jet (quasi-) supersonique d'hélium dans l'état fondamental. Nous avons déjà mentionné l'influence de la température de la source sur la vitesse longitudinale des atomes dans le jet. Afin de réduire cette vitesse le plus possible, le gicleur est entouré par une bague de cuivre dans laquelle circule de l'azote liquide. Le matériau qui constitue le gicleur, le nitrure de Bore, possède une bonne conductivité thermique : le simple contact mécanique avec la pièce de cuivre permet donc de refroidir efficacement le gicleur.

L'état métastable est excité par le biais d'une décharge, qui s'instaure entre une pointe métallique située en amont du gicleur et portée à un fort potentiel ($\sim -3 \text{ kV}$), et l'écorceur situé en aval. Grâce aux bonnes propriétés d'isolation électrique du nitrure de Bore, on évite que la décharge ne s'établisse entre la pointe et la bague de cuivre. Lorsque l'on applique la haute tension à la pointe, quelques électrons peuvent s'en échapper ; ils sont ensuite accélérés

par la différence de potentiel, et acquièrent ainsi suffisamment d'énergie cinétique pour exciter les atomes qu'ils rencontrent : on a donc une sorte de réaction en chaîne, qui conduit à la production de l'état métastable désiré. Ce dernier n'est pas le seul produit de la réaction : on obtient également des atomes dans l'état métastable "singulet" 2^1S_0 , des atomes dans des états très excités, des ions, ainsi que des photons UV provenant des cascades radiatives par lesquelles les atomes se désexcitent. Il ne faut pas oublier les atomes d'hélium dans l'état fondamental, qui constituent la majeure partie du jet atomique.

Le processus d'excitation que nous venons de décrire est peu efficace. Dans la configuration de la référence [29], où l'état métastable est excité par bombardement électronique, on calcule une efficacité de l'ordre de 10^{-7} . Dans notre cas d'excitation par une décharge, l'efficacité semble plus élevée ($\sim 10^{-5}$) mais reste très faible en valeur absolue.

Une résistance de $50\text{ k}\Omega$ est disposée en série avec la pointe, de manière à permettre une opération stable de la décharge. Un ampèremètre mesure le courant débité entre la pointe et l'écorceur, qui est contrôlé par le biais de la haute tension appliquée ; ce courant constitue l'un des paramètres caractérisant l'opération de la décharge.

Le second paramètre important est constitué par la pression dans l'enceinte "source", qui est déterminée par le débit d'hélium envoyé à travers l'ouverture du gicleur ; celui-ci est ajusté grâce à une vanne manuelle située en amont du gicleur. La majeure partie du gaz injecté dans l'enceinte ne contribue pas au jet atomique : elle doit donc pouvoir être évacuée. Cette fonction est assurée par une pompe à diffusion d'huile (Varian VHS-6), qui possède une vitesse de pompage nominale de $3000\text{ l}\cdot\text{s}^{-1}$ et dont le refoulement est connecté à une pompe à palettes (Varian SD-1400) d'un débit de $65\text{ m}^3\cdot\text{h}^{-1}$. Une autre pompe à diffusion identique évacue le gaz dans l'enceinte "détection", séparée de l'enceinte "source" par l'écorceur. Le faible diamètre de l'ouverture de celui-ci (1 mm) permet d'effectuer un pompage différentiel efficace entre les enceintes, et donc d'obtenir une pression dans la partie de l'expérience située en aval plus basse que dans l'enceinte "source", d'un facteur > 50 .

Fonctionnement de la source

Pour allumer la décharge, on applique une tension de 3 kV sur la pointe, puis on augmente le débit d'hélium par le biais de la vanne manuelle. Au-delà d'un certain seuil de pression dans l'enceinte "source", la décharge s'allume. On peut ensuite ajuster la pression et le courant aux valeurs désirées. La décharge fonctionne dans une certaine fourchette du couple de paramètres {courant de décharge i_d , pression dans l'enceinte source p_s } ; d'une façon générale, ces paramètres peuvent être variés entre les valeurs : $2 - 3\text{ mA} \leq i_d \leq 12\text{ mA}$ et $8 \times 10^{-5}\text{ mbar} \leq P_s \leq 1 \times 10^{-3}\text{ mbar}$. Nous avons observé, au cours du temps, des fluctuations des bornes où le fonctionnement de la décharge peut être considéré comme stable ; en dehors de ces bornes, la décharge peut parfois continuer à fonctionner, mais dans un mode où la production de l'état métastable 2^3S_1 est sinon nulle, du moins très fortement réduite. Nous attribuons cette évolution à la présence d'huile de pompe à diffusion, qui a été constatée dans l'enceinte "source" ; cette huile se dépose dans le canal du gicleur, sur l'aiguille et sur l'écorceur, où elle se décompose et laisse un dépôt qui finit par inhiber le bon fonctionnement de la décharge. Des modifications ont été apportées au système de pompage afin de résoudre ce problème.

Au cours de la période de temps couverte par ce mémoire, plusieurs modifications ont été apportées à la source, portant essentiellement sur la géométrie du gicleur et sur le système de refroidissement. Ceci explique les variations qui pourront être observées sur la vitesse moyenne du jet et son intensité.

III. 2. C Caractérisation de la source

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons à la mesure des grandeurs qui caractérisent la source d'atomes métastables : distributions des vitesses transverses et longitudinales, et flux. Nous étudions également l'influence des paramètres expérimentaux (géométrie, courant dans la décharge, pression) sur ces quantités.

1) Distribution des vitesses longitudinales

Mesure des vitesses longitudinales

Nous avons utilisé deux méthodes distinctes pour mesurer la vitesse longitudinale des atomes issus de la source.

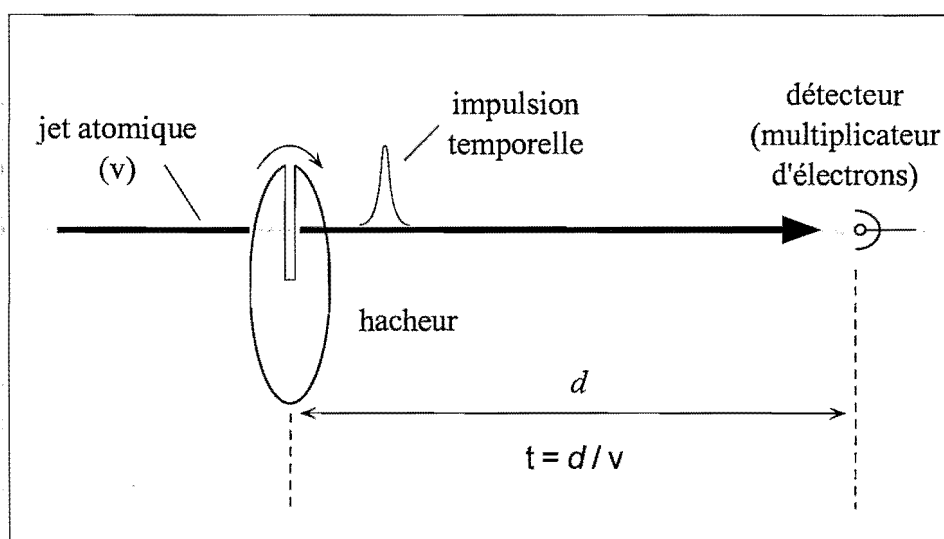


Figure III-8 : *Mesure de vitesse par temps de vol.* Un hacheur placé dans le faisceau atomique produit des impulsions temporelles. On détecte ces impulsions atomiques à une distance d en aval; le temps d'arrivée d'un atome sur le détecteur est simplement relié à sa vitesse par : $t = d/v$.

La première est une mesure de temps de vol [29, 33] , dont le principe est schématisé sur la figure (III-8).

On introduit dans la chambre à vide un hacheur mécanique, qui découpe des "bouffées" temporelles dans le faisceau atomique (ces impulsions peuvent être visualisées comme des sources quasi-ponctuelles dans le domaine temporel). Les atomes transmis par le hacheur se propagent ensuite en vol libre sur une distance d (ici, $d \simeq 3 \text{ m}$), après laquelle ils sont détectés, par exemple par un multiplicateur d'électrons. Le temps t d'arrivée d'un atome à la distance d est simplement relié à sa vitesse v_z par :

$$t(v_z) = \frac{d}{v_z} \quad (\text{III.5})$$

La figure (III-9) montre un signal typique de temps de vol obtenu avec la méthode décrite ci-dessus.

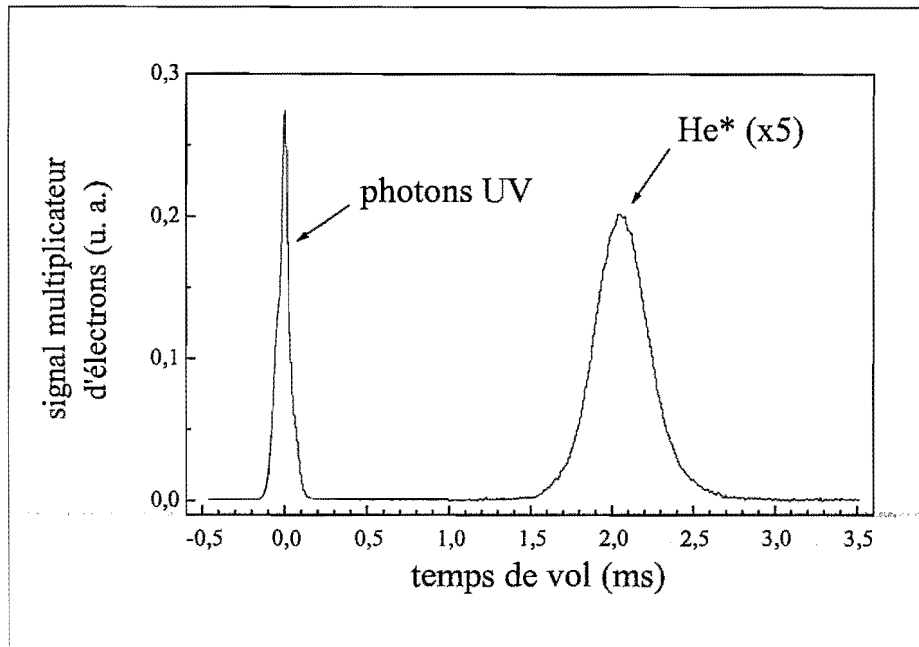


Figure III-9 : **Signal de temps de vol.** On mesure le signal détecté par un multiplicateur d'électrons, à une distance de 3,15 m en aval du hacheur. Le pic à $t = 0$, dû aux photons UV émis par la source, sert de référence de temps de vol nul. Le signal atomique conduit ici à une vitesse la plus probable de 1530 m.s^{-1} .

On remarque la présence, aux temps d'arrivée quasi-nuls, d'un pic intense qui correspond à des vitesses de propagation très élevées : ce sont les photons UV émis par la décharge, qui sont également détectés par le multiplicateur d'électrons. La largeur de ce "pic de lumière" permet d'estimer la résolution temporelle de la méthode : celle-ci est limitée, d'une part par la largeur de la "fenêtre temporelle" générée par le hacheur, et d'autre part par la constante de temps du système de détection électronique. La largeur temporelle de la bouffée d'atomes est déterminée par le temps que met la fente du hacheur (supposée ici de largeur négligeable) à parcourir le diamètre du faisceau. En prenant les paramètres de l'expérience, on obtient une largeur temporelle typique de l'ordre de $\Delta t_{res} \simeq 0,1 - 0,2 \text{ ms}$. Remarquons que ceci est suffisant pour analyser des distributions relativement "larges" comme c'est le cas ici ($\Delta t_{FWHM} = 0,6 \text{ ms}$) ; la résolution en vitesse autour de la vitesse moyenne est en effet donnée par :

$$\frac{\Delta v_z}{v_z} = \frac{\Delta t_{res}}{t} \approx 10 \% \quad (\text{III.6})$$

Toutefois, cette méthode ne possède pas une résolution suffisante si l'on désire étudier une distribution plus étroite : il faut alors faire appel aux méthodes de spectroscopie détaillées dans la section [II. 3].

Une méthode simple à mettre en oeuvre consiste à mesurer la fluorescence des atomes illuminés par un faisceau laser contre-propageant au jet atomique, comme représenté sur la figure (III-10).

On détecte la lumière de fluorescence tout en balayant la fréquence du laser sonde, de façon à décrire toute la distribution de vitesse longitudinale du jet atomique.

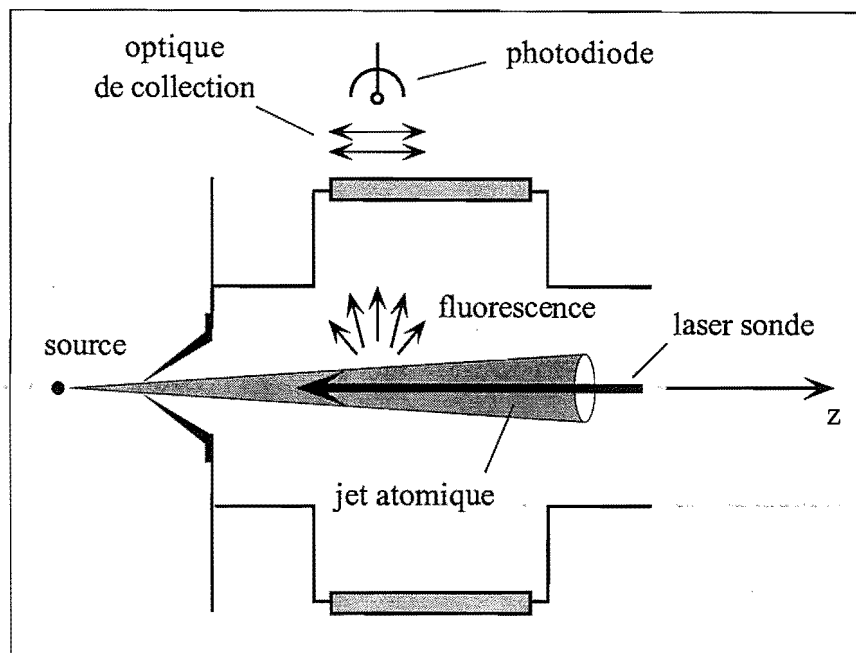


Figure III-10 : Mesure de la distribution des vitesses longitudinales par fluorescence. On envoie un faisceau laser sonde contre-propageant au jet atomique ; on détecte la fluorescence émise par les atomes juste après l'écorceur, tout en balayant la fréquence du laser

Résultats expérimentaux

L'effet du refroidissement de la source est illustré sur la figure (III-11), sur laquelle on a reporté les distributions des vitesses atomiques obtenues par la mesure de fluorescence décrite ci-dessus, dans le cas d'un refroidissement du gicleur par circulation d'eau (1) et d'azote liquide (2).

On constate que la vitesse la plus probable passe de 1950 à $1170 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Ces valeurs sont en moyenne plus élevées que celles obtenues par la formule (III.4), en prenant $T = 300 \text{ K}$ ($\rightarrow \bar{v}_s = 1760 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) et 77 K ($\rightarrow \bar{v}_s = 890 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) ; ceci n'est pas très surprenant, si l'on considère que la température de la source est certainement plus élevée que ces valeurs, à cause de l'échauffement provoqué par le fonctionnement de la décharge.

En théorie, la vitesse des atomes pourrait être encore diminuée de façon notable en refroidissant le gicleur par une circulation d'hélium liquide : des vitesses de l'ordre de $400 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ont ainsi été obtenues dans une autre expérience [29, 42], pour une température de la source de $5-20 \text{ K}$. Cependant, ce gain en vitesse s'est effectué au détriment de l'intensité de métastables.

A température fixée de la source, nous avons observé une forte dépendance de la vitesse longitudinale avec les paramètres de la décharge, et notamment la pression dans l'enceinte "source" P_s . Sur la figure (III-12) sont reportées, en fonction de la pression d'hélium dans l'enceinte "source" et pour différents courants de décharge : (a) la vitesse longitudinale moyenne \bar{v}_z , et (b) le rapport $\Delta v_z / \bar{v}_z$.

On constate que la vitesse moyenne des atomes est une fonction croissante de la pression, ainsi que du courant dans la décharge. Cette dernière observation est compréhensible : on s'attend en effet à ce que la température de la source augmente avec le courant. Par contre, l'augmentation observée de la vitesse moyenne avec la pression n'est pas expliquée par l'expression (III.4), qui prévoit une vitesse du jet supersonique indépendante de la pression ; ceci est sans doute la mani-

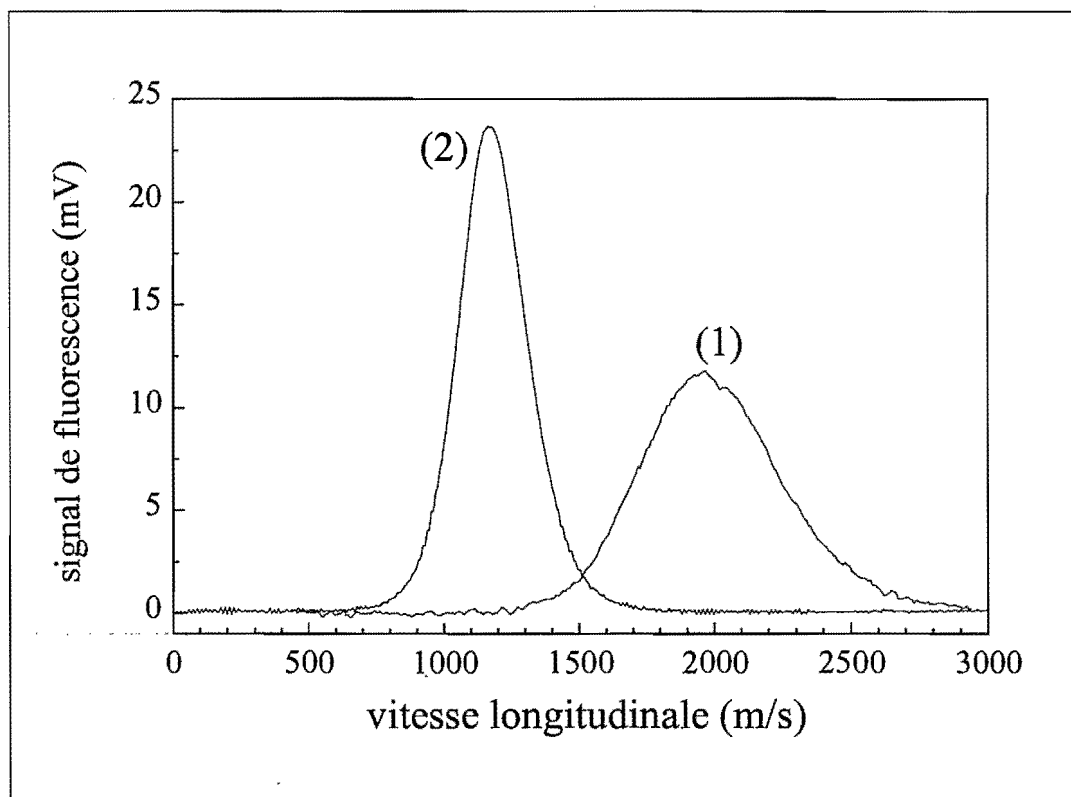


Figure III-11 : Effet du refroidissement de la source. Les distributions des vitesses atomiques sont mesurées par fluorescence.

(1) : refroidissement par circulation d'eau ; la vitesse moyenne vaut $\bar{v}_z = 1950 \text{ m.s}^{-1}$ et la largeur de la distribution $\Delta v_z = 597 \text{ m.s}^{-1}$.

(2) : refroidissement par circulation d'azote liquide ; $\bar{v}_z = 1170 \text{ m.s}^{-1}$ et $\Delta v_z = 292 \text{ m.s}^{-1}$.

festation d'un régime de fonctionnement intermédiaire entre le jet effusif et le jet supersonique. Les courbes en traits pleins correspondent à des ajustements par la loi empirique $P_s^{1/5}$. On observe également que le rapport $\Delta v_z / \bar{v}_z$ diminue de façon marquée lorsque la pression d'hélium augmente. Cette évolution est en accord qualitatif avec celle prévue par les équations (III.3) et (III.4) : on s'attend à ce que la distribution des vitesses longitudinales soit de plus en plus étroite lorsque P_s augmente. En revanche, on observe que les valeurs expérimentales s'écartent de la loi en $1/\sqrt{P_s}$ prévue par la théorie du jet supersonique, et sont plutôt reproduites par une fonction de la forme $a + b/P_s$ (figure (III-12)(b), courbe en traits pleins).

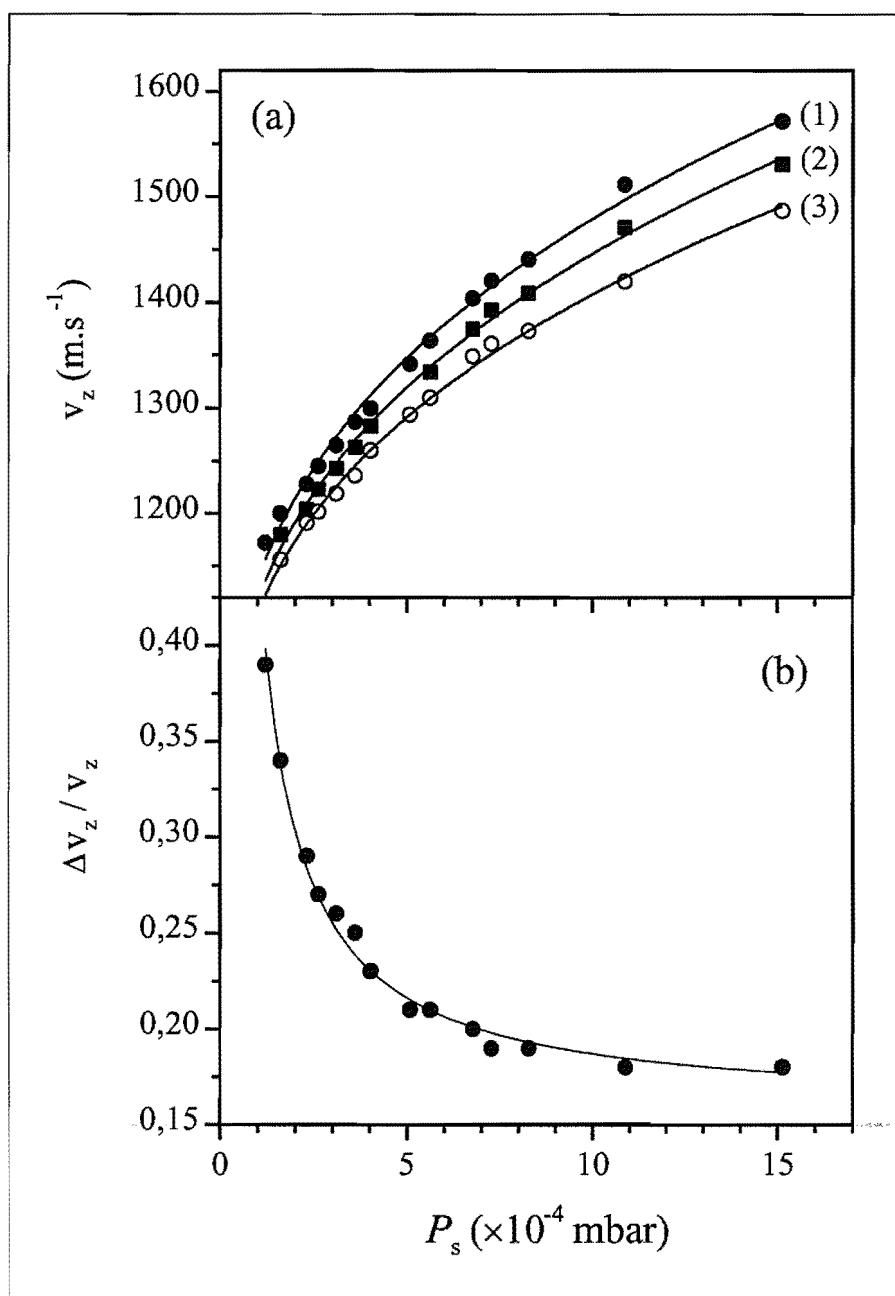


Figure III-12 : Evolution de la distribution des vitesses longitudinales avec les paramètres de la source.

(a) vitesse moyenne en fonction de la pression d'hélium P_s dans l'enceinte "source", pour différents courants de décharge i_d : (1) $i_d = 8$ mA; (2) $i_d = 7$ mA, (3) $i_d = 6$ mA.

(b) évolution du rapport $\Delta v_z / \bar{v}_z$ en fonction de la pression d'hélium ($i_d = 8$ mA). La courbe en traits pleins correspond à un ajustement par la fonction (empirique) $a + b/P_s$.

2) Divergence et intensité du jet atomique

La seconde quantité importante caractérisant la source d' He^* est, avec la vitesse longitudinale, le flux d'atomes métastables qu'elle délivre. Plus précisément, on cherche à connaître la "brillance" du jet de métastables, c'est-à-dire le nombre d'atomes d' He^* par unité de temps et d'angle solide autour de la vitesse transverse nulle. Nous verrons en effet que la "mélasse transverse" destinée à collimater le faisceau atomique est caractérisée par un certain angle solide de capture, qui est inférieur à l'angle solide de divergence du jet. C'est donc la brillance de la source qu'il faut chercher à maximiser.

Nous avons mesuré cette quantité en utilisant la plaque de Faraday, ainsi que les mesures de fluorescence et d'absorption. L'analyse des signaux fournis par ces dernières techniques a été discutée en détail dans la partie [II. 3]. Nous nous proposons ici de l'illustrer par un exemple.

Sur la figure (III-13) sont reportées les distributions des vitesses transverses (**a**) et longitudinales (**b**), obtenues par mesure de fluorescence, pour les paramètres : $P_s = 2,6 \times 10^{-4} \text{ mbar}$ et $i_d = 8 \text{ mA}$.

On tire de ces profils trois quantités : la vitesse moyenne longitudinale \bar{v}_z , la largeur de la distribution transverse Δv_x , et l'aire du profil transverse A_F . Dans le cas de cette figure, on obtient :

$$\begin{aligned}\bar{v}_z &= 1240 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \\ \Delta v_x &= 70 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \\ A_F &= 3,3 \times 10^6 \text{ V} \cdot \text{Hz}\end{aligned}\quad (\text{III.7})$$

La sensibilité du détecteur a été calibrée et vaut $\eta = 9,3 \times 10^6 \text{ V} \cdot \text{W}^{-1}$. La sonde, de puissance $1,3 \text{ mW}$, a une section circulaire de diamètre $\varnothing_S = 10 \text{ mm}$. En utilisant l'égalité (II.17), on obtient pour le flux total de métastables :

$$\Phi_{He^*} \simeq 9 \times 10^{11} \text{ He}^* \cdot \text{s}^{-1} \quad (\text{III.8})$$

On peut également calculer l'intensité du faisceau atomique I_{He^*} sur l'axe :

$$I_{He^*} = \frac{\Phi_{He^*}}{\alpha_s} \quad (\text{III.9})$$

où α_s est l'angle solide de divergence du jet atomique, donné par :

$$\alpha_s = \frac{\pi}{4} \left(\frac{\Delta v_x}{\bar{v}_z} \right)^2 \simeq 2,5 \times 10^{-3} \text{ sr} \quad (\text{III.10})$$

L'intensité du jet atomique vaut donc :

$$I_{He^*} \simeq 2,5 \times 10^{14} \text{ He}^* \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \quad (\text{III.11})$$

Ces valeurs ont été confirmées par les mesures avec une plaque de Faraday. Soulignons qu'il s'agit de valeurs typiques pour ce type de source [33, 45].

Tout comme la vitesse longitudinale, l'intensité sur l'axe du jet atomique varie avec les paramètres de la décharge ; il est donc important d'étudier ces variations afin de déterminer le point de fonctionnement optimal de la source. La figure (III-14) illustre l'influence de la pression P_s dans l'enceinte "source" (voir figure (III-1)) sur le flux total et l'intensité du jet d' He^* .

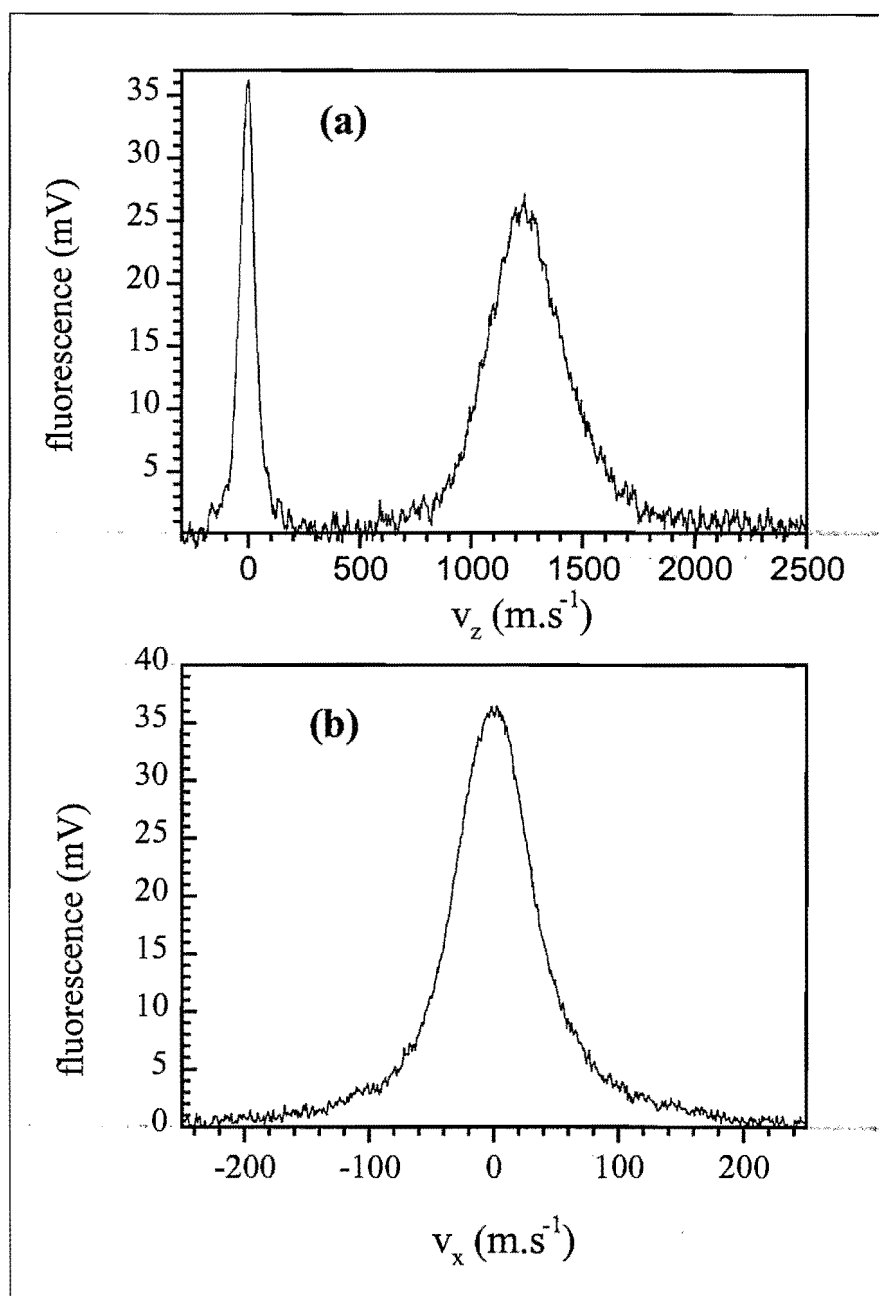


Figure III-13 : Détermination de l'intensité du jet atomique par fluorescence. On a mesuré les distributions de vitesses du jet atomique par fluorescence (pression $P_s = 2,6 \times 10^{-4}$ mbar; courant $i_d = 8$ mA).

(a) Profil longitudinal. La sonde est colinéaire au jet ($\theta = \pi$); le pic d'intensité à $v_z = 0$ est dû à une autre sonde perpendiculaire à l'axe de jet, qui sert à repérer la vitesse longitudinale nulle. La vitesse moyenne des atomes vaut : $\bar{v}_z = 1240$ m.s⁻¹.

(b) Profil transverse. La sonde est orthogonale à l'axe du jet ($\theta = \pi/2$). La largeur totale à mi-hauteur de la distribution des vitesses vaut : $\Delta v_x = 70$ m.s⁻¹.

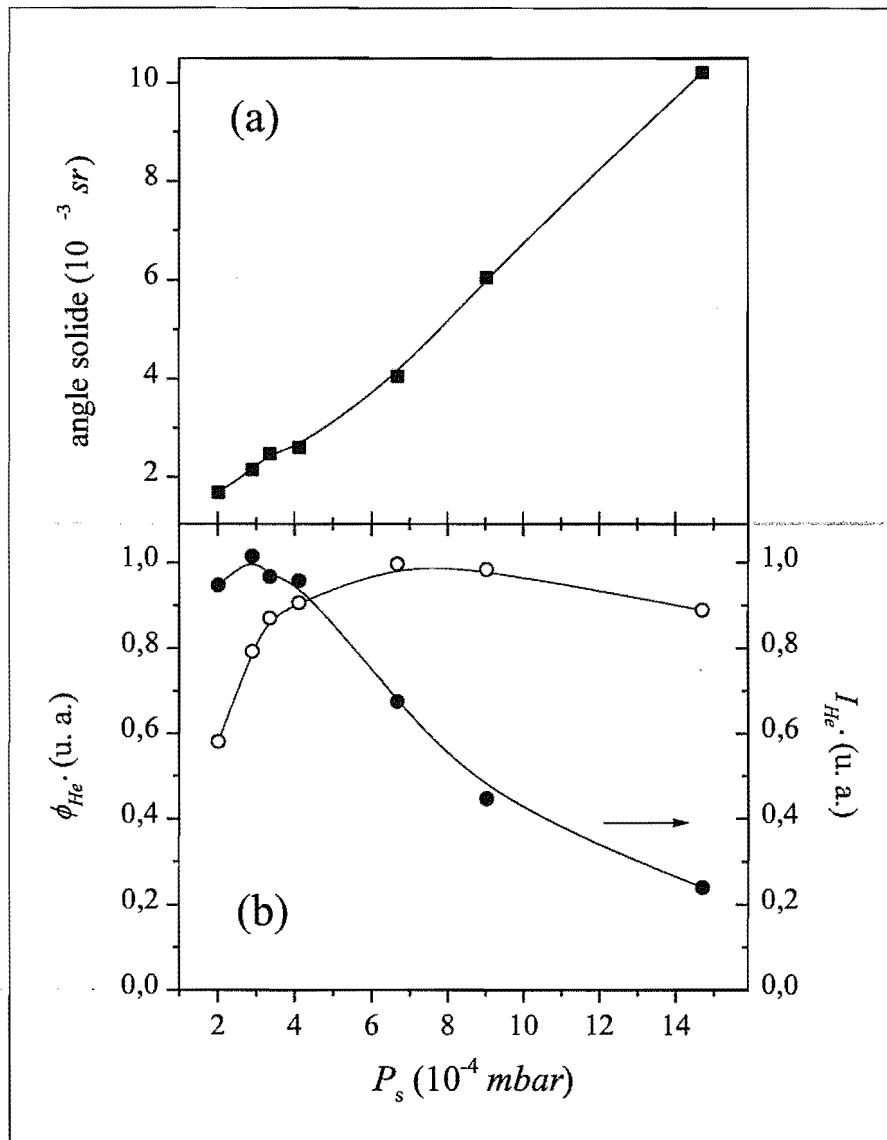


Figure III-14 : Influence de la pression sur l'intensité du jet d'He*. On a tracé, en fonction de la pression P_s dans l'enceinte " source " :
 en (a), l'angle solide de divergence du jet ;
 en (b) le flux total Φ_{He^*} (cercles ouverts) et l'intensité I_{He^*} (cercles pleins) de métastables dans l'état triplet. Ces quantités ont été obtenues par mesure de la fluorescence.

Ces résultats ont été obtenus par mesure de fluorescence, en utilisant des profils similaires à ceux de la figure (III-13). On a reporté en (a) la quantité $(\Delta v_x / \bar{v}_z)^2$, proportionnelle à l'angle solide de divergence du jet atomique. D'après l'expression (II.17), le flux total d'hélium métastable Φ_{He^*} est proportionnel au produit $\bar{v}_z \times A_F$. Cette quantité est représentée en cercles ouverts sur la figure (III-14)(b). L'intensité atomique sur l'axe I_{He^*} , mesurée à une distance

fixée en aval de la source, est proportionnelle à la brillance c'est-à-dire au flux divisé par l'angle solide de divergence du jet :

$$I_{He^*} \propto \frac{\bar{v}_z A_F}{(\Delta v_x / \bar{v}_z)^2} \quad (\text{III.12})$$

C'est cette quantité que l'on a reporté en cercles pleins sur la figure (III-14)(b).

On observe que la divergence du jet augmente avec la pression, malgré le fait que la vitesse longitudinale augmente également (voir figure (III-12)). Le flux total augmente rapidement pour les faibles pressions ($P_s < 3 \times 10^{-4} \text{ mbar}$), et reste ensuite relativement stationnaire. Du fait de l'augmentation rapide de la divergence, l'intensité I_{He^*} du jet sur l'axe présente un maximum aux alentours de $3 \times 10^{-4} \text{ mbar}$ pour décroître rapidement ensuite. Ce comportement a été confirmé par des mesures effectuées avec un multiplicateur d'électrons. On voit donc que le point de fonctionnement optimal pour cette source se situe dans la partie inférieure de la plage de pression accessible. On a alors simultanément une intensité maximale et une vitesse longitudinale minimale.

Le fait que la divergence du jet augmente avec la pression peut sembler contre-intuitif : on pourrait en effet penser que la divergence est imposée par la géométrie de la source, comme cela est illustré sur la figure (III-15).

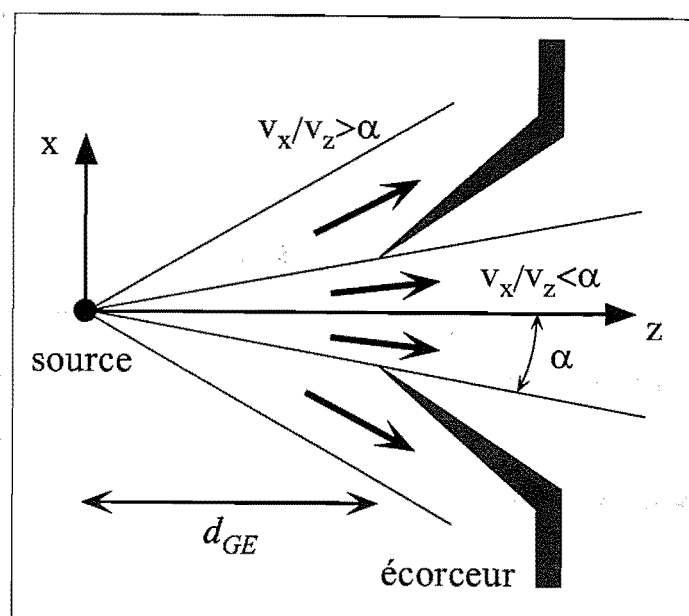


Figure III-15 : Image géométrique de l'origine de la divergence du jet atomique. Dans cette image, l'ouverture de l'écorceur de diamètre \varnothing_E (1 mm) sélectionne un secteur de demi-largeur $\alpha = \varnothing_E / 2d_{GE}$ dans la distribution angulaire initiale de jet.

Dans cette image simple, l'écorceur se contente de "découper" un certain angle solide dans la distribution initiale du jet. L'angle de divergence maximal accepté par l'écorceur vaut $\alpha = \varnothing_E / 2d$, où \varnothing_E est le diamètre de l'ouverture de l'écorceur (1 mm) et d_{GE} la distance entre gicleur et écorceur (typiquement 2 cm), soit $\alpha \approx 25 \text{ mrad}$. Cette valeur est proche de celle que l'on mesure pour une pression de $3 \times 10^{-4} \text{ mbar}$. Si le seul effet de l'augmentation de la pression était d'accroître la vitesse longitudinale, on s'attendrait à trouver une divergence constante. Ceci

n'est clairement pas le cas (voir figure (III-14)(a)), ce qui signifie que l'écoulement du gaz est modifié par la présence de l'écorceur ⁷.

III. 3 La collimation transverse

Le jet atomique produit par notre source diverge, comme nous venons de le voir, dans un angle solide d'environ 2×10^{-3} sr. Ceci signifie que l'intensité sur l'axe du jet d' He^* , qui est d'environ $10^{12} He^* \cdot s^{-1} \cdot mm^{-2}$ au niveau de l'écorceur, n'est plus que de $2,5 \times 10^7 He^* \cdot s^{-1} \cdot mm^{-2}$ à une distance de quatre mètres de la source. On comprend donc l'intérêt d'un étage de collimation transverse, qui permet de réduire notablement la divergence du jet atomique. Cet étage constitue une première illustration de la possibilité, discutée dans l'introduction, d'augmenter la luminance d'une source atomique par le biais de l'interaction avec un laser.

Nous commençons par décrire le principe de la collimation transverse. Nous rappelons brièvement les propriétés d'une mélasse optique, et nous décrivons le principe de la technique des fronts d'ondes courbés. Nous décrivons ensuite le montage expérimental. Enfin, nous présentons les méthodes de caractérisation utilisées ainsi que les résultats expérimentaux obtenus. Les performances de l'étage de collimation sont analysées et discutées.

III. 3. A Principe de la collimation transverse

1) La mélasse optique : quelques rappels

La technique de manipulation par laser connue sous le nom de "mélasse optique" constitue un moyen très efficace de refroidir un échantillon atomique. Son principe de fonctionnement est illustré à une dimension sur la figure (III-16).

Considérons un atome dont le mouvement s'effectue dans une seule dimension. Il est illuminé par deux faisceaux laser contrapropagatifs (1) et (2), qui sont désaccordés d'une même quantité vers le rouge de la transition atomique ($\delta_L < 0$). L'atome étant animé d'une certaine vitesse v voit chacune des ondes laser décalée par effet Doppler. Dans le référentiel atomique, l'onde (1) est plus proche de résonance que l'onde (2) : c'est essentiellement avec la première que l'atome va interagir. La force de pression de radiation qui s'ensuit va donc s'opposer au mouvement de l'atome.

La force totale ressentie par l'atome est obtenue, dans le cas d'une faible intensité laser ($s_0 < 1$), en ajoutant les pressions de radiation dues aux deux ondes [60]. La force résultante est tracée sur la figure (III-17).

⁷ ceci ne doit pas nous surprendre ; il est par exemple connu que, suivant la distance entre le gicleur et l'écorceur, il peut exister au niveau de ce dernier une onde de choc qui modifie l'écoulement du jet supersonique [51, 52].

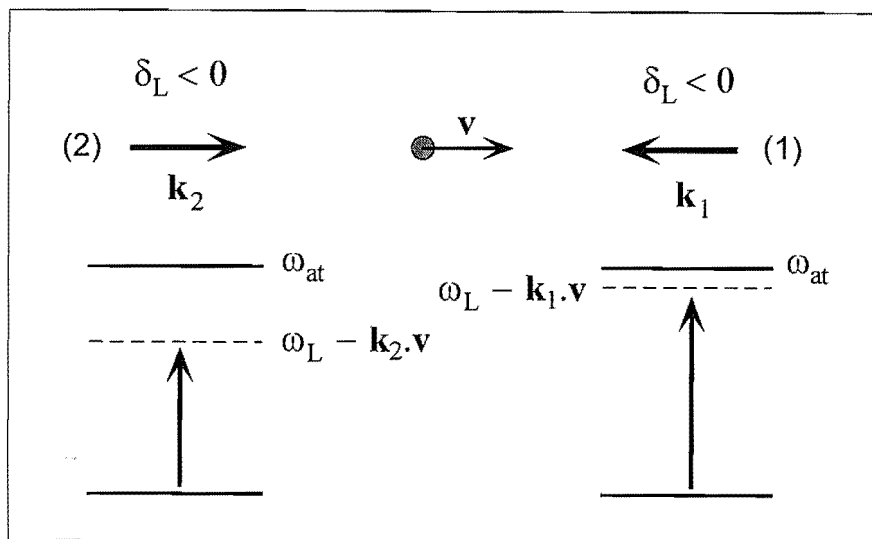


Figure III-16 : **Principe de la mélasse optique.** Un atome est illuminé par deux ondes laser contre-propageantes (1) et (2), désaccordées vers le rouge de la transition atomique ($\delta_L < 0$). L'atome de vitesse v voit la fréquence des lasers décalée par effet Doppler. Il est plus proche de résonance avec l'onde qui se propage en sens opposé : la pression de radiation s'oppose donc à son mouvement.

Friction

Dans la zone définie par $|v_x| < k |\delta_L|$, la force est proportionnelle à la vitesse :

$$F = -\alpha v_x \quad (\text{III.13})$$

Il s'agit donc d'une force de friction. Le coefficient de friction α détermine la constante de temps d'amortissement de la vitesse τ_f , qui caractérise la décroissance exponentielle de la vitesse au cours du temps. Le coefficient α dépend du désaccord δ_L et de l'intensité du laser. On peut calculer son expression à partir de l'expression (I.19) de la pression de radiation, en faisant l'hypothèse d'une vitesse suffisamment faible pour que le désaccord Doppler reste petit devant le désaccord du laser :

$$k |v_x| \ll |\delta_L| \quad (\text{III.14})$$

On obtient, en utilisant l'hypothèse $s_0 < 1$, pour expression du coefficient de friction :

$$\alpha = \frac{m}{\tau_f} = 8\hbar k^2 \frac{|\delta_L|}{\Gamma} \frac{s_0}{\left[1 + \left(2\frac{\delta_L}{\Gamma}\right)^2\right]^2} \quad (\text{III.15})$$

Si l'on applique cette formule avec les valeurs numériques $s_0 = 1$ et $\delta_L = -0,5 \times \Gamma$, on obtient une constante de temps d'amortissement d'environ $4 \mu s$, ce qui correspond à une distance longitudinale parcourue de 4 mm pour des atomes se propageant à $1000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. On voit donc que l'amortissement des vitesses dans une mélasse optique est un processus extrêmement rapide.

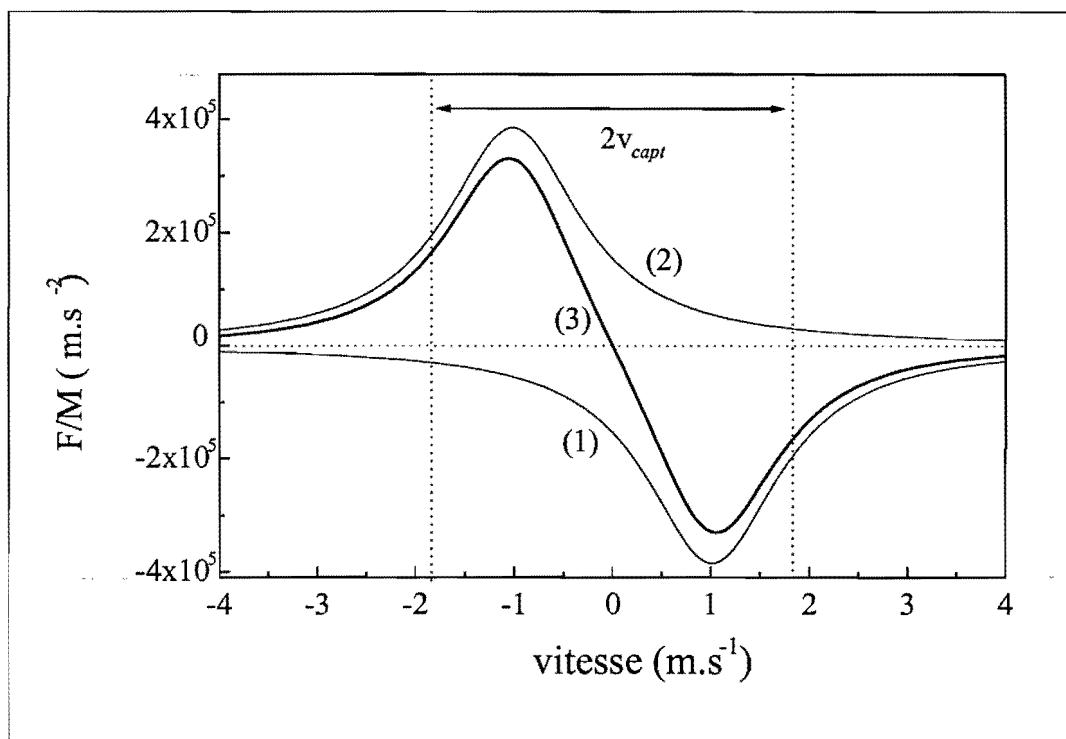


Figure III-17 : **La force moyenne dans une mélasse optique.** Cette force résulte de la somme des pressions de radiation des deux ondes laser. Dans une certaine plage autour de la vitesse nulle, la force est proportionnelle à la vitesse : c'est une force de friction. La plage de capture de largeur $2v_{capt}$ est déterminée par le désaccord et l'intensité des ondes laser.

Température

Nous avons jusqu'ici uniquement pris en compte la valeur moyenne de la force spontanée. En pratique, cette force est soumise à des fluctuations du fait de la nature stochastique de l'interaction atome-laser. Ainsi, le nombre de photons absorbés par unité de temps par un atome fluctue de façon aléatoire autour de la valeur moyenne donnée par (I.14). D'autre part, le recul associé à l'émission spontanée d'un photon est dirigé dans une direction aléatoire. Ces deux phénomènes peuvent être décrits par une marche au hasard de l'atome dans l'espace des vitesses ; on a donc un effet de "chauffage", qui s'oppose au refroidissement provoqué par la force de friction. La température finale de l'échantillon atomique correspond à la situation d'équilibre entre ces deux termes en compétition. La température finale des atomes dépend du désaccord et de l'intensité des laser. Elle atteint une valeur minimale, connue sous le nom de "limite Doppler", pour un désaccord $\delta_L = -\Gamma/2$ et une intensité laser faible [61]. La limite Doppler à 1D pour l'hélium métastable⁸ vaut $T_{Dop} = 4 \mu K$, ce qui correspond à une vitesse quadratique moyenne (demi-largeur à $e^{-1/2}$ pour une distribution gaussienne) :

$$v_{Dop} = 23 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1} \quad (\text{III.16})$$

⁸ On a fait ici les hypothèses d'un refroidissement unidimensionnel et d'une émission spontanée isotrope.

On sait qu'il existe dans une mélasse optique d'autres mécanismes de refroidissement [6] qui conduisent à des températures bien inférieures à la limite Doppler, correspondant à des vitesses résiduelles de l'ordre de quelques v_{rec} . L'égalité (III.16) nous montre cependant qu'il n'y a pas lieu, dans le cas de l' He^* , d'attendre un gain important de la part de ces techniques : la vitesse Doppler n'est que peu supérieure à la vitesse de recul ($9,2 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$).

Plage de capture

Revenons à la courbe de la figure (III-17) : nous remarquons que la force diminue pour les vitesses élevées. La mélasse optique possède donc une certaine plage de capture, en dehors de laquelle les atomes seront peu affectés par la collimation. Nous pouvons définir cette plage de capture par :

$$v_c = \frac{|\delta_L|}{k} + \frac{\Gamma}{2k} \sqrt{1 + s_0} \quad (\text{III.17})$$

qui correspond approximativement au point où la force est retombée à la moitié de sa valeur maximale. Pour $\delta_L = -\Gamma/2$ et $s_0 = 1$, on obtient une plage de capture $v_c \simeq 1,7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. La plage de capture peut être améliorée en augmentant le désaccord et l'intensité des faisceaux laser de la mélasse. Cependant, ceci s'effectue au détriment du coefficient de friction : il faut donc interagir plus longtemps avec les atomes pour amortir leur vitesse. En général, la puissance laser disponible limite assez rapidement la longueur d'interaction utilisable en pratique. Il existe cependant une solution élégante à ce problème, qui permet d'augmenter notablement la plage de capture tout en maintenant la puissance lumineuse consommée à un niveau raisonnable. C'est cette technique dite des "fronts d'ondes courbés" [49] que nous allons maintenant discuter.

2) Fronts d'ondes courbés

Motivation : augmentation de la densité atomique sur l'axe

La mélasse optique, telle que nous l'avons décrite dans le paragraphe précédent, permet de réduire considérablement la dispersion en vitesse d'un échantillon atomique. Cependant, il est important de souligner que notre objectif n'est pas nécessairement d'obtenir la meilleure collimation possible, mais plutôt d'augmenter au maximum la densité spatiale du jet atomique sur l'axe, à une distance donnée de la source. Nous allons voir que ces deux objectifs ne sont pas équivalents, comme le soulignent les auteurs de la référence [50]. La figure (III-31) introduit les paramètres qui interviennent dans le traitement du problème.

Le jet atomique, en sortie de la section de collimation transverse, peut être considéré comme une source caractérisée par son diamètre $2d$ et sa divergence totale $2\alpha_{coll}$. La plage de capture angulaire totale de la mélasse vaut $2\alpha_{capt}$. La quantité qui nous intéresse est la densité atomique dans le plan transverse au jet, à une distance l de la source. Dans notre expérience, cette distance est typiquement de l'ordre de quelques mètres.

On peut distinguer deux cas de figure extrêmes, selon que la source peut être considérée comme ponctuelle ou non. La source peut être assimilée à une source ponctuelle si l'angle sous lequel on la voit du point d'observation est petit devant sa divergence α_{coll} . Cette condition s'écrit donc :

$$\frac{d}{l} \ll \alpha_{coll} = \frac{v_{coll}}{v_z} \quad (\text{III.18})$$

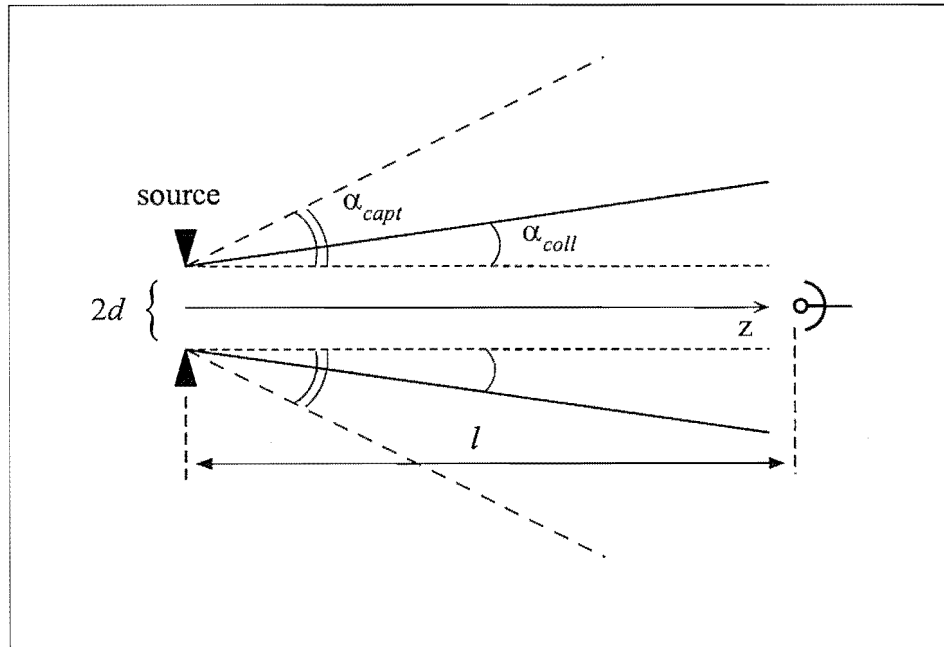


Figure III-18 : **Collimation et augmentation de l'intensité atomique sur l'axe.** Le jet atomique à la sortie de la section de collimation est caractérisé par son diamètre $2d$ et sa divergence résiduelle α_{coll} (demi-angle). La mélasse capture les atomes dans un demi-angle α_{capt} ; on observe la densité spatiale atomique à une distance l .

Dans cette expression, v_{coll} désigne la vitesse transverse *rms* des atomes collimatés. Si l'on prend pour cette dernière la limite Doppler donnée par (III.16) et comme vitesse longitudinale $v_z = 1200 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, on obtient une fraction de milliradian pour α_{coll} . Le rayon d étant de l'ordre du *mm*, on voit que la condition (III.18) n'est vérifiée qu'à des distances l de plusieurs dizaines de mètres.

Dans l'hypothèse d'une source ponctuelle, le gain en densité spatiale (à $1D$) est directement déterminé par le facteur de compression en vitesse, défini par :

$$K_v = \frac{v_{capt}}{v_{coll}} \quad (\text{III.19})$$

On a donc intérêt, dans ce cas, à augmenter la plage de capture, mais également à minimiser v_{coll} .

Dans la situation inverse (source non ponctuelle), la section du jet atomique collimaté, au point d'observation, est uniquement déterminée par la taille de la source d (i.e. on peut négliger l'étalement du jet collimaté lors de la propagation sur la distance l). Le gain en densité spatiale K_d , qui est déterminé par le rapport des sections du jet en l'absence et en présence de collimation, s'écrit donc :

$$K_d = \frac{v_{capt}}{v_z} \frac{l}{d} \quad (\text{III.20})$$

Cette expression ne dépend plus de la vitesse résiduelle v_{coll} des atomes collimatés (on l'a négligée), mais uniquement de la vitesse de capture v_{capt} .

Les expressions (III.19) et (III.20) montrent que l'on doit, d'une façon générale, chercher à maximiser la plage de capture ; cependant, cet objectif n'est pas toujours compatible avec une collimation optimale, le temps d'interaction entre les atomes et la mélasse étant fini. Il

existe alors, si l'on se trouve dans une situation de source ponctuelle, un compromis entre plage de capture et qualité de la collimation.

Dans notre situation expérimentale, qui est intermédiaire entre les deux extrêmes décrits plus haut, le gain en densité spatiale est dominé par la plage de capture. On va donc chercher à maximiser celle-ci, en utilisant la technique des fronts d'ondes courbés. Dans le paragraphe qui suit, nous rappelons le principe de cette technique, dont la philosophie diffère notablement de celle de la mélasse optique discutée plus haut.

La méthode des fronts d'ondes courbés : rappel

Considérons la situation de la figure (III-19), où l'on utilise pour la mélasse des ondes laser non plus planes, mais convergentes.

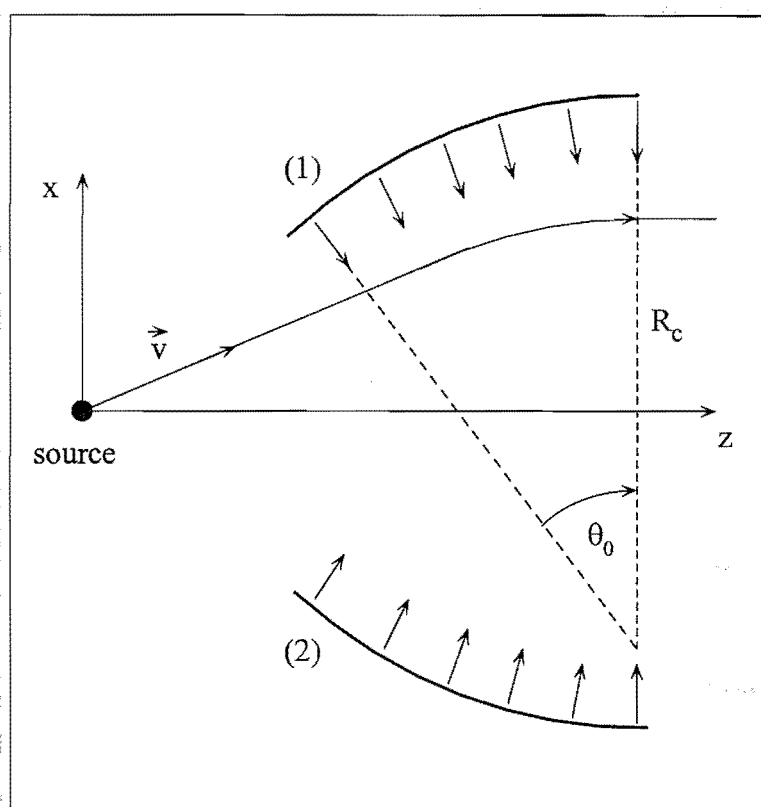


Figure III-19 : Principe de la mélasse à fronts d'ondes courbés. L'utilisation d'ondes convergentes permet d'introduire une variation du désaccord effectif en fonction de la position z ; on peut ainsi augmenter la plage de capture de la mélasse, qui est déterminée par l'angle θ_0 .

Les angles des faisceaux incident et réfléchi sont supposés ajustés de façon que les fronts d'ondes en fin de zone d'interaction (soit en aval de la source) soient parallèles à l'axe du jet atomique. Dans ces conditions, l'angle θ que fait le vecteur d'onde k avec l'axe Ox s'écrit :

$$\theta(z) \approx \theta_0 \left(1 - \frac{z}{L_{int}} \right) \quad (\text{III.21})$$

où L_{int} est la longueur d'interaction matérialisée par la taille des faisceaux laser suivant Oz , R_c le rayon de courbure des fronts d'onde, et $\theta_0 \simeq L_{int}/R_c$ l'angle maximal entre le front

d'onde et l'axe Ox. Pour obtenir l'expression (III.21), on a pris l'origine de l'axe Oz au début de la zone d'interaction, et on a supposé que l'angle θ reste petit ($R_c \gg L_{int}$).

L'angle $\theta(z)$ introduit une dépendance longitudinale du désaccord effectif δ_{eff} entre un atome et les ondes laser. Celui-ci s'écrit :

$$\begin{aligned} \delta_{eff}(z) &= \delta_L + k(\pm v_x \cos \theta(z) + v_z \sin \theta(z)) \\ &\sim \delta_L \pm k v_x + k v_z \theta(z) \end{aligned} \quad (\text{III.22})$$

où le signe + devant le terme en v_x correspond à l'onde (2), et le signe - à l'onde (1). L'effet de ce désaccord variable est de rapprocher les extrema de la force ressentie par les atomes, au fur-et-à mesure que ceux-ci progressent vers la sortie de la section de collimation. Pour illustrer ceci, on a représenté sur la figure (III-20) la force en trois positions distinctes suivant l'axe Oz.

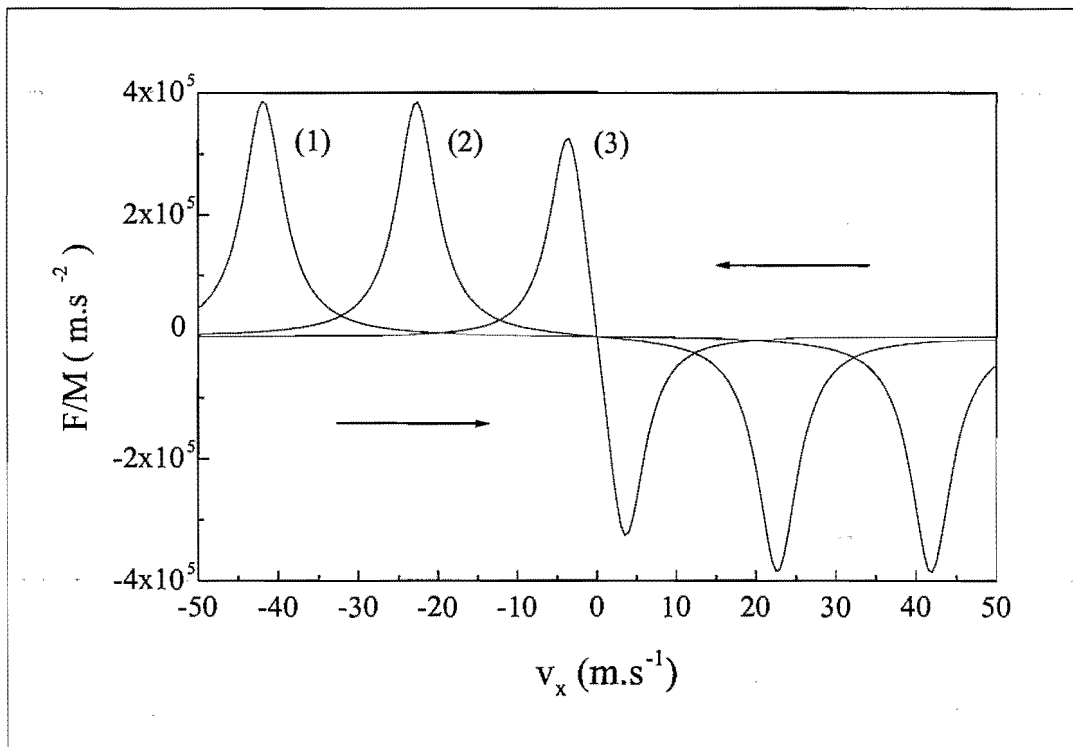


Figure III-20 : Evolution de la force dans une mélasse à fronts d'ondes courbés. On a tracé la force s'exerçant sur les atomes en fonction de leur vitesse transverse, pour trois positions à l'intérieur de la zone d'interaction : (1) à l'entrée, (2) au milieu, et (3) en sortie de la mélasse. On a pris comme paramètres : $s_0 = 5$, $\delta_L = -2\Gamma$, et $\theta_0 = 32 \text{ mrad}$.

On a pris pour cette figure les paramètres : $\theta_0 \simeq 32 \text{ mrad}$, $v_z = 1200 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $s_0 = 5$ et $\delta_L = -2\Gamma$. La courbe (1) correspond à la force à l'entrée de la mélasse : les extrema de la force sont largement séparés, ce qui permet d'interagir avec les atomes de vitesse transverse élevée. Les extrema de la force se rapprochent au fur-et-à mesure que z augmente (voir courbe (2)). En fin de zone d'interaction, on obtient la courbe (3) qui correspond à la situation de la mélasse optique "traditionnelle" du premier paragraphe.

On voit donc que, hormis à la fin de l'interaction, le mécanisme mis en oeuvre diffère quelque peu de celui de la mélasse optique décrite dans le paragraphe précédent. Pour les courbes (1)

et (2), un atome appartenant à une certaine classe de vitesse transverse n'interagit en pratique qu'avec une seule onde laser, qui le "pousse" progressivement vers les vitesses nulles⁹.

Nous allons maintenant analyser plus en détail le rôle joué par les différents paramètres. Revenons pour cela à la figure (III-19). Un atome qui pénètre dans la section de collimation est caractérisé par l'angle que fait sa vitesse v avec l'axe Oz du jet. Il va rentrer en résonance avec l'onde laser lorsque $\delta_{eff} \approx 0$; c'est-à-dire pratiquement lorsque $k \cdot v = 0$ (voir expression (III.22), où on néglige δ_L). En ce point de cote $z_{rés}$, la trajectoire de l'atome est tangente au front d'onde du laser. Si on fait l'hypothèse que l'atome reste ultérieurement à résonance, la trajectoire atomique suit alors la courbure du front d'onde.

Rayon de courbure

Pour que l'atome puisse suivre la courbure du front d'onde, il faut que la force centrifuge soit exactement compensée par la pression de radiation. Comme on a supposé l'angle θ petit, cette condition s'écrit :

$$a \simeq \frac{v_z^2}{R_c} \quad (III.23)$$

où a est l'accélération due à la pression de radiation. On voit donc que la valeur du rayon de courbure détermine l'accélération à laquelle est soumis l'atome. En particulier, il existe une valeur minimale R_c^{\min} qui correspond à l'accélération maximale a_{\max} de la force de pression de radiation :

$$R_c^{\min} = \frac{v_z^2}{a_{\max}} = \frac{2}{\Gamma} \frac{v_z^2}{v_{rec}} \quad (III.24)$$

Pour des atomes d' He^* se propageant à $v_z = 1200 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, ce rayon de courbure minimal vaut environ 3 m .

Plage de capture

Nous pouvons maintenant déterminer la plage de capture associée à un rayon de courbure donné. Pour simplifier l'analyse, nous continuons à négliger la composante de la plage de capture due au désaccord δ_L des lasers, donnée par l'expression (III.17) (plage de capture pour $\theta = 0$); il faudra cependant en tenir compte pour obtenir la plage de capture totale. D'après l'analyse effectuée plus haut, la vitesse maximale capturée v_{capt} correspond à une trajectoire atomique faisant un angle θ_0 avec l'axe du jet. On a donc, d'après (III.21) :

$$\frac{v_{capt}}{v_z} \simeq \frac{L_{int}}{R_c}$$

d'où on tire :

$$v_{capt} \simeq \frac{L_{int}}{R_c} v_z = \frac{a L_{int}}{v_z} \quad (III.25)$$

⁹ on peut cependant montrer, en se plaçant dans un référentiel décéléré, que l'atome ressent une friction même lorsqu'il interagit avec une seule onde [41].

En prenant comme accélération la valeur $a_{\max} = 4,6 \times 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$, une longueur d'interaction $L_{\text{int}} = 10 \text{ cm}$ et une vitesse longitudinale $v_z = 1200 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, on obtient pour demi-largeur de la plage de capture :

$$v_{\text{capt}} \simeq 38 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \quad (\text{III.26})$$

Il est important de noter qu'en pratique, la plage de capture sera nettement inférieure à cette valeur. On peut en effet évoquer deux arguments qui conduisent à utiliser des rayons de courbure supérieurs à la valeur minimale de 3 m qui a été calculée plus haut.

Le premier est un argument de stabilité de la trajectoire de l'atome décéléré. Au cours d'une telle trajectoire, la pression de radiation équilibre exactement la force centrifuge d'inertie. Si l'on se trouve dans la situation de décélération maximale ($R_c = R_c^{\min}$), cet équilibre est instable : toute perturbation susceptible d'augmenter la vitesse transverse de l'atome va conduire à sa sortie de résonance avec le laser. De telles perturbations peuvent provenir par exemple d'un accident dans la courbure du front d'onde, ou d'une diffusion de l'impulsion atomique associée aux phénomènes stochastiques que nous avons déjà évoqués. Il est donc plus sûr de choisir un rayon de courbure $R_c > R_c^{\min}$, ce qui rend la trajectoire stable.

Le deuxième argument prend en compte le fait que l'on cherche, en pratique, à collimater le jet atomique dans les deux dimensions transverses et non plus une seule. Dans cette situation, un atome interagissant simultanément avec les ondes laser dans les deux dimensions diffuse au plus $\Gamma/4$ photons par seconde et par onde. On doit donc augmenter le rayon de courbure de chaque front d'onde d'un facteur de l'ordre de 2, dans le cas où $s_0 > 1$.

III. 3. B Schéma expérimental

Nous décrivons ici le montage expérimental utilisé pour l'étape de collimation transverse. Nous avons mentionné le fait que la longueur d'interaction doit être rendue aussi grande que possible : à deux dimensions, la proportion du jet atomique initial concernée par la collimation croît en effet comme $(L_{\text{int}})^2$ (voir (III.25)). Cette longueur a été fixée à $L_{\text{int}} = 10 \text{ cm}$ dans notre montage. La plage de capture totale ($2v_{\text{capt}}$) est donc au plus de $40 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ pour une collimation à deux dimensions, soit un angle total de capture d'environ 30 mrad pour des atomes se propageant à $1200 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

On a ici une illustration des contraintes liées à l'utilisation de l'hélium : d'une part les atomes produits par le jet supersonique sont très rapides, et d'autre part la pression de radiation est plus faible que pour d'autres espèces atomiques. A titre de comparaison, pour un jet de Ne^* comme celui de la référence [39] ($v_z \simeq 600 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $a_{\max} = 8 \times 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$), l'angle solide de capture est environ 12 fois plus élevé pour la même longueur d'interaction.

Il est important de collimater le faisceau atomique le plus près possible de la sortie de l'écorceur, afin de minimiser sa taille transverse. Dans notre montage, l'interaction avec la mélasse débute à 4 cm en aval de l'ouverture de l'écorceur, ce qui fixe le diamètre du jet à environ 3 mm . On peut donc utiliser des faisceaux laser très étroits, de façon à utiliser au mieux la puissance laser disponible. Les faisceaux laser qui constituent la mélasse sont elliptiques, avec un rapport des cols dans les dimensions longitudinale et transverse $w_z/w_x \geq 10$. La figure (III-21) illustre la mise en forme de ces faisceaux.

L'asymétrie initiale du faisceau issu de la diode laser est augmentée à l'aide d'un jeu de deux prismes anamorphoseurs, la grande dimension du faisceau étant alors limitée par la taille

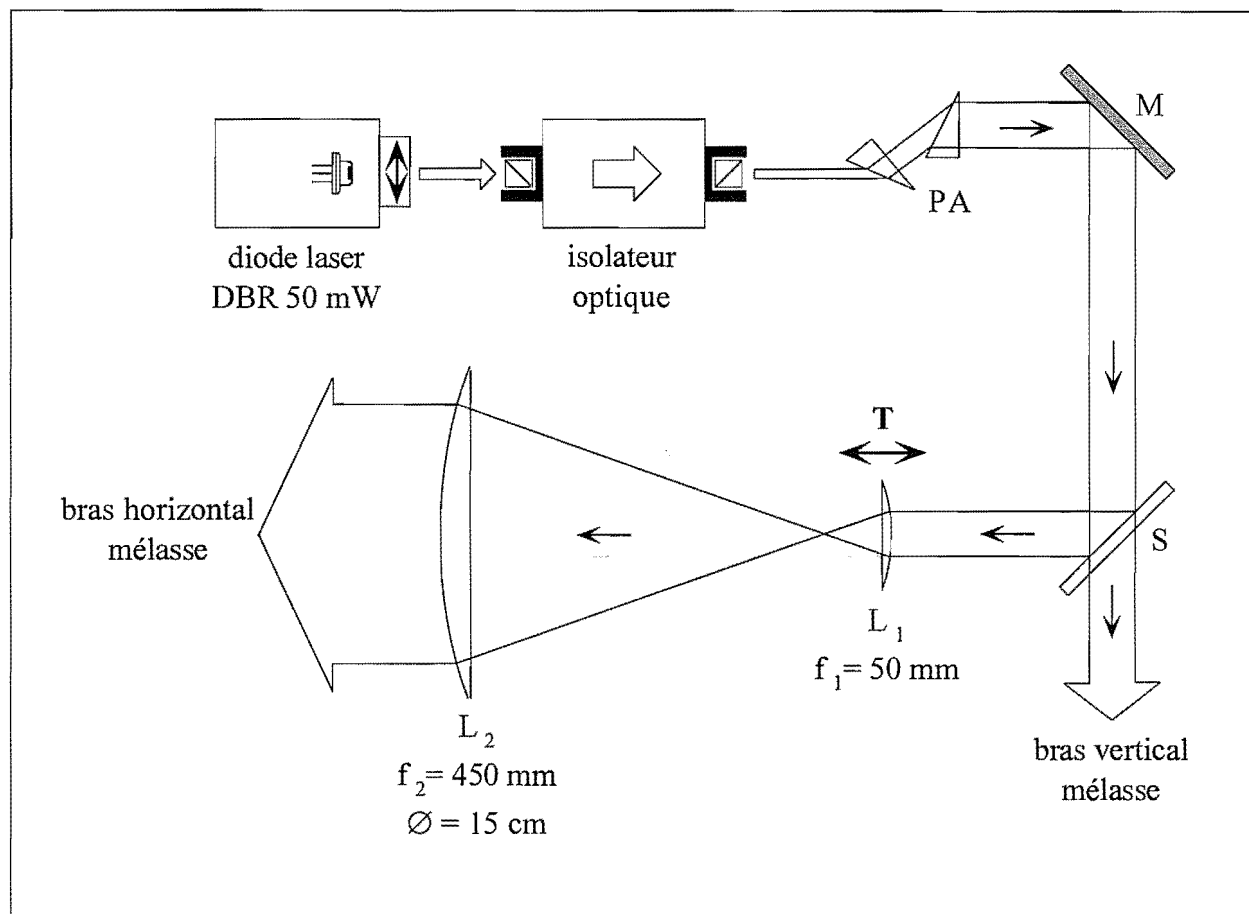


Figure III-21: **Préparation des faisceaux de la mélasse transverse.** Le faisceau issu de la diode laser est rendu elliptique grâce à une paire de prismes anamorphoseurs (PA). Il est ensuite divisé en deux "bras" d'égale intensité, qui sont agrandis par deux télescopes sphériques ($\times 9$). Les rayons de courbure des fronts d'ondes sont ajustés par translation des lentilles L_1 . On n'a pas fait figurer sur cette figure le second bras de la mélasse identique au premier (voir figure (III-23)).

des prismes (2 cm). Le faisceau mis en forme est ensuite divisé en deux parties d'égale intensité, qui sont envoyées dans deux télescopes sphériques identiques. La fonction de ces télescopes est double : ils permettent d'une part d'agrandir la taille des faisceaux (d'un facteur $\simeq 9$), et d'autre part d'ajuster précisément le rayon de courbure R_o , en déplaçant la lentille d'entrée L_1 montée sur translation. Le diamètre des lentilles de sortie L_2 est de 15 cm. Les polarisations des faisceaux dans les deux bras de la mélasse sont linéaires.

La figure (III-22) montre un exemple du profil de l'intensité laser d'un faisceau mélasse, mesuré dans sa grande dimension (suivant Oz).

On y a reporté la valeur du paramètre de saturation à résonance par faisceau (cercles) en fonction de la position sur l'axe du jet ; on n'a pas pris en compte, lors du calcul de s_0 , le coefficient de Clebsch-Gordan moyen pour une polarisation linéaire ($\bar{c} = 0,59$, voir paragraphe [II. 3]). Un ajustement par un profil Gaussien donne une valeur maximale $s_0 \simeq 9$, et un col du faisceau $w_z = 4,5$ cm. Dans sa petite dimension, la taille du faisceau mélasse est de l'ordre de 1,5 cm.

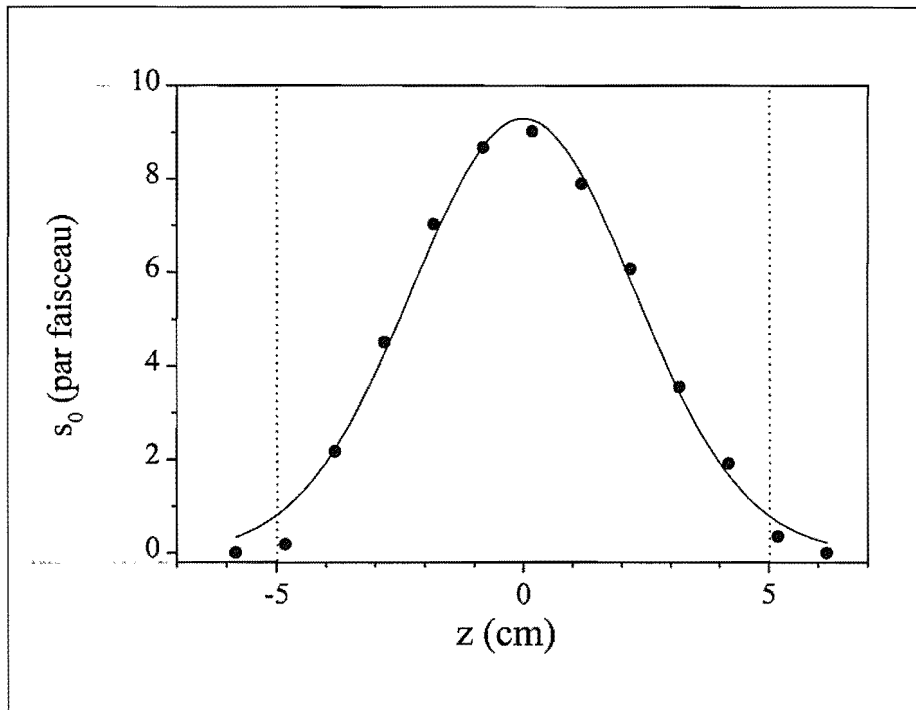


Figure III-22 : Profil d'intensité d'un faisceau mélasse. On a mesuré le profil d'intensité d'un des faisceaux laser utilisés pour la collimation, en fonction de la position longitudinale z . Les lignes verticales en pointillés matérialisent la zone d'interaction. Les cercles correspondent à la valeur mesurée de $s_0 = I_L/I_{sat}$ (par faisceau) ; l'ajustement par un profil Gaussien (traits pleins) fournit une valeur du col du faisceau $w_z = 4,5$ cm. La taille du faisceau dans l'autre dimension est d'environ 1,5 cm. La puissance totale disponible (pour les deux bras) est de 23 mW.

La figure (III-23) décrit la façon dont les faisceaux mélasse sont envoyés dans l'enceinte à vide.

Les miroirs qui permettent de manipuler les faisceaux mélasse sont rectangulaires, de dimension $15 \times 2,5$ cm. Grâce à ceux-ci, on peut ajuster indépendamment la position et l'angle des faisceaux laser par rapport au jet atomique.

Le schéma que nous avons utilisé en pratique ne correspond pas tout à fait à la situation théorique décrite sur la figure (III-19), où les fronts d'ondes des faisceaux laser incident et réfléchi sont rigoureusement parallèles en fin de zone d'interaction ; en pratique, le désaccord du laser δ_L est introduit par l'intermédiaire d'un petit angle supplémentaire θ_{offset} entre les faisceaux incident et réfléchi (pour des atomes se propageant à $1200 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, on a l'équivalence : $\theta_{offset} = 1 \text{ mrad} \Leftrightarrow \delta_{eff} \simeq 1 \text{ MHz}$, voir expression (III.22)).

Pour simplifier les phases d'alignement de l'expérience, il est essentiel de disposer d'un moyen de caractérisation installé de façon permanente. Une technique très efficace consiste à insérer dans le jet atomique, à une certaine distance en aval de la mélasse, une galette de microcanaux (voir partie [III]) ; on visualise alors la distribution spatiale des atomes dans le plan du détecteur. Il suffit de alors de jouer sur les angles des différents miroirs de façon à obtenir la distribution atomique la plus intense possible.

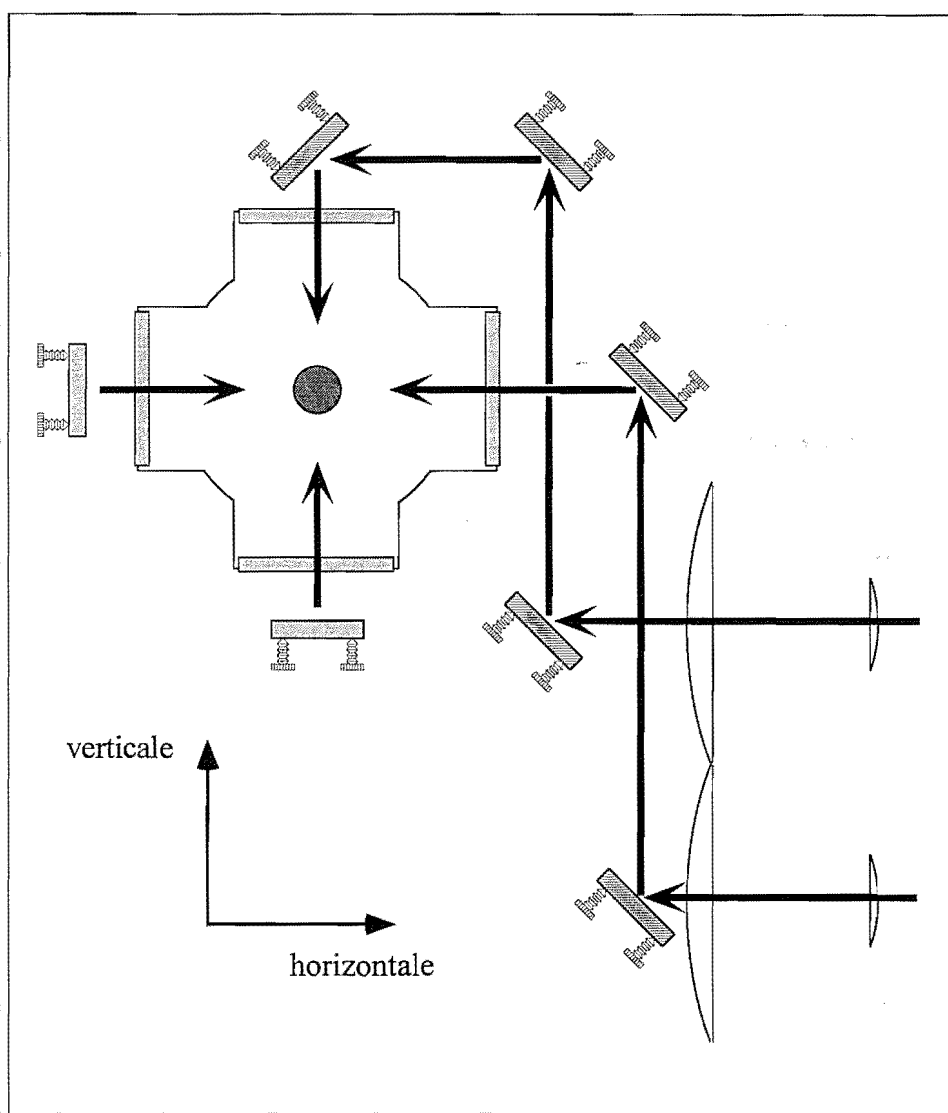


Figure III-23 : Configuration de la mélasse transverse. Les faisceaux laser constituant la mélasse sont envoyés dans l'enceinte à vide grâce à des miroirs métalliques de dimension $2,5 \times 15$ cm. La configuration choisie permet un réglage indépendant de l'angle et de la position des faisceaux par rapport au jet atomique, ainsi que des faisceaux rétro-réfléchis.

III. 3. C Résultats expérimentaux

Nous présentons dans cette partie les résultats expérimentaux obtenus avec l'étage de collimation transverse. Nous discutons tout d'abord qualitativement le comportement observé. Puis nous nous livrons à une analyse plus quantitative des performances de la collimation.

1) Observation qualitative de la collimation

Dans un premier temps, l'effet de la mélasse transverse a été observé grâce à une galette de microcanaux situé à 60 cm en aval de la section de collimation. La figure (III-24) (a) illustre la répartition de la densité spatiale atomique observée dans le plan du détecteur.

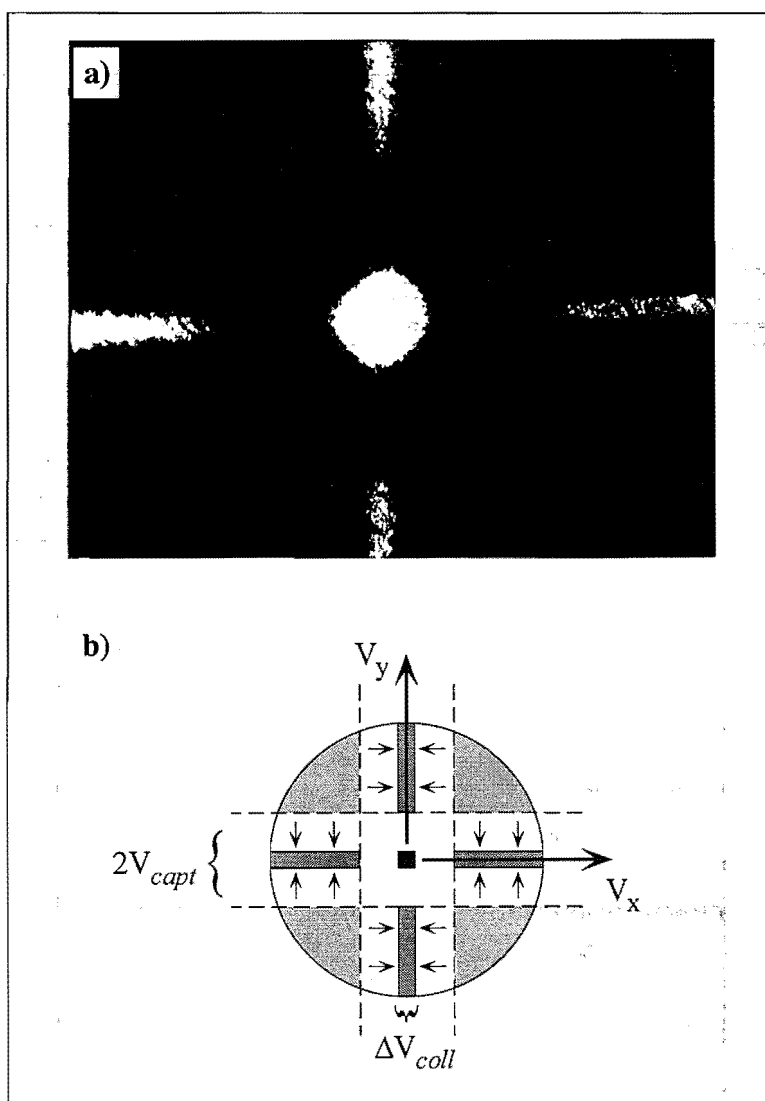


Figure III-24 : **Visualisation de la collimation transverse.** (a) distribution spatiale transverse observée 60 cm en aval de la mélasse avec une galette de microcanaux. (b) Effet de la collimation à 2D sur la distribution des vitesses transverses.

L'origine de ce motif peut être comprise en raisonnant dans l'espace des vitesses, comme cela est fait sur la figure (III-24)(b). La symétrie de la distribution initiale est supposée cylindrique. Chaque paire de faisceaux laser capture les atomes à une dimension dans une certaine plage de vitesse, matérialisée par les droites en pointillés. Les atomes initialement en dehors de la plage de capture ($|v_{x,y}| > v_{capt}$) ne sont pas affectés par l'interaction. En revanche, les atomes situés à l'intérieur sont refroidis dans une distribution plus étroite de largeur Δv_{coll} : la densité

atomique dans l'espace des vitesses a augmenté. Le recouvrement des distributions finales donne un motif comportant un "spot" central d'atomes collimatés dans les deux dimensions, et quatre "bras" où les atomes ne sont collimatés que dans une dimension. Lors de la propagation en vol libre jusqu'au MCP, la distribution des vitesses se répercute sur la distribution des positions pour donner la distribution spatiale observée en (a).

En masquant progressivement les faisceaux laser de la mélasse, comme cela est fait sur la figure (III-25), on peut vérifier que le comportement est en accord avec les notions développées plus haut.

En (a) sont reportés plusieurs profils spatiaux du faisceau atomique mesurés avec le MCP, obtenus en masquant progressivement les faisceaux laser à *partir de la fin de la zone d'interaction*.

Dans cette situation, on ne change pas la plage de capture, qui est déterminée par l'angle θ_0 entre les faisceaux laser et le jet *au début* de l'interaction. On change par contre la valeur de la vitesse transverse finale des atomes : plus le faisceau laser est masqué, plus celle-ci est élevée (voir figure (III-20)). Les deux pics correspondant aux vitesses finales s'écartent donc de plus en plus.

Pour obtenir les profils qui figurent en (b), on a progressivement masqué les faisceaux laser à *partir du début* de la zone d'interaction. Au fur et à mesure que l'on masque les faisceaux, on observe une diminution de la plage de capture, ainsi que du nombre d'atomes qui sont ramenés autour de la vitesse transverse nulle (pic central) simultanément, la hauteur du pic central correspondant aux atomes collimatés diminue. Cette évolution est compatible avec l'analyse donnée plus haut : en masquant les faisceaux, on diminue la valeur maximale de l'angle θ_0 et donc $v_{capt} \simeq v_z \theta_0$.

2) Analyse des performances

Faisceau collimaté

La figure (III-26) donne un exemple de profil transverse du jet atomique collimaté (1D), mesuré à une distance de 3,3 m de la source.

On observe un profil de largeur totale 3,7 mm (5 mm dans le cas d'une collimation 2D). Nous n'avons pas effectué de mesure précise pour déterminer la "température" transverse du jet collimaté¹⁰. Cependant, en se fondant sur une valeur de 1,5 mm pour le diamètre du jet collimaté à 60 cm en aval de la mélasse (mesuré avec la galette de microcanaux), on peut estimer la largeur Δv_x de la distribution des vitesses transverses à environ $1,6 m \cdot s^{-1}$ (largeur totale à mi-hauteur) pour la collimation à 1D, et $2,2 m \cdot s^{-1}$ pour la collimation à 2D (on suppose pour cela que la température des atomes est indépendante de la position transverse). Converties en termes de vitesse quadratique moyenne ($v_x^{rms} = \Delta v_x / 2,35$), ces valeurs sont de l'ordre de 3 et 4 fois la limite Doppler à 1D ($23 cm \cdot s^{-1}$), respectivement.

Plage de capture

La figure (III-27) compare les dérivées des distributions de vitesses transverses en l'absence et en présence de collimation ; ces profils sont obtenus grâce à la technique de modulation de fréquence qui a été décrite dans la section [III. 3. E. 1].

La fréquence de la sonde est balayée par application d'un champ magnétique variable dans la cellule d'hélium servant à l'asservissement (voir figure (III-3)). On a représenté en (a) les

¹⁰ cette mesure peut par exemple être effectuée en utilisant la méthode décrite dans la référence [41].

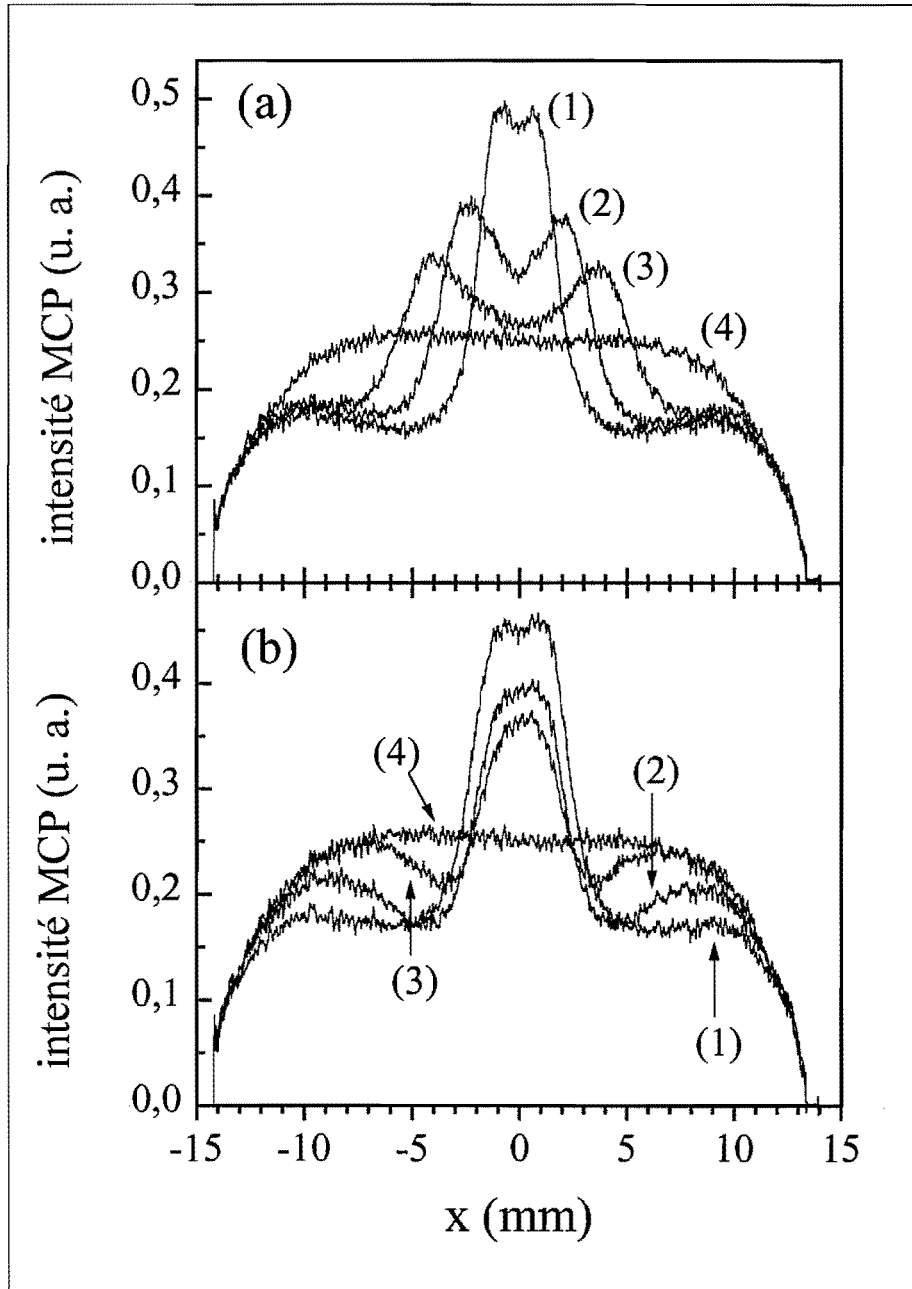


Figure III-25 : *Effet des fronts d'ondes courbés : mise en évidence.* On a reporté des sections transverses du jet atomique, mesurées avec une galette de microcanaux située à 60 cm en aval de la mélasse.

En (a), on masque progressivement les faisceaux laser à partir de la fin de la zone d'interaction. Les différents profils correspondent à une longueur masquée croissante : (1) → 3 cm ; (2) → 7 cm ; (3) → 9 cm ; (4) → 10 cm (tout est masqué).

En (b), on masque les faisceaux laser à partir du début de la zone d'interaction : (1) → 0 (rien n'est masqué) ; (2) → 3 cm ; (3) → 5 cm ; (4) → 10 cm (tout est masqué).

signaux démodulés issus de la détection synchrone ; en (b) figurent les distributions des vitesses atomiques, obtenues par intégration numérique.

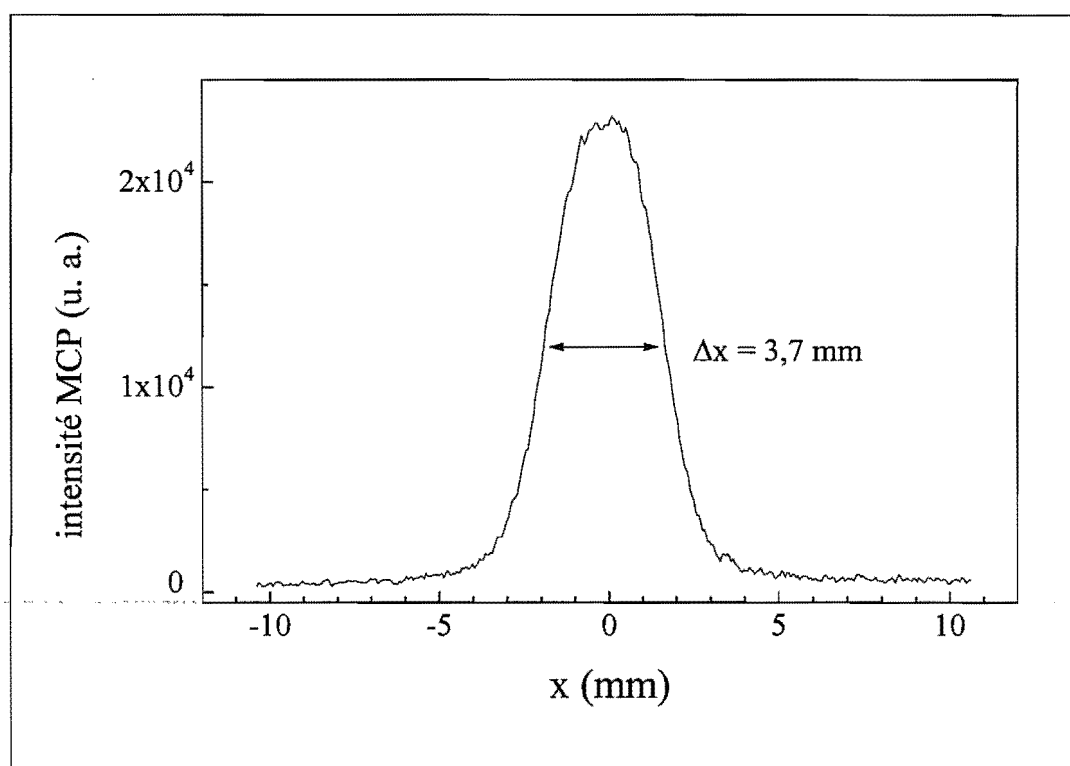


Figure III-26 : **Profil du jet atomique collimaté (1D)**. Cette section du jet atomique collimaté (1D) a été réalisée avec une galette de microcanaux située à 3,3 m en aval de la source. La largeur totale à mi-hauteur du profil vaut $\Delta x = 3,7$ mm.

On observe sur la figure (III-27)(a), que lorsque l'on applique la mélasse transverse l'amplitude maximale du signal issu de la détection synchrone augmente d'un facteur $\simeq 20$ (noter que le profil (1) a été multiplié par 10). Cette augmentation reflète la compression de la distribution des vitesses transverses. Cette compression est clairement visible sur la courbe (b)(2), où les atomes sont capturés dans une certaine plage autour de la vitesse nulle, et regroupés dans un pic central plus étroit. L'augmentation de la densité dans l'espace des vitesses est la signature d'un refroidissement transverse. La largeur du pic central ($\simeq 6,5$ $m.s^{-1}$) est due à la convolution de la distribution des vitesses par la largeur fréquentielle du laser, et ne reflète donc pas la température des atomes en sortie de la mélasse.

L'intérêt principal de cette technique réside dans le fait qu'elle nous donne directement accès à la plage de capture de la mélasse transverse. En prenant pour ses bornes les points répertoriés sur la figure par les flèches (première annulation de la dérivée), on obtient ici une valeur $2v_{capt} \simeq 36$ $m.s^{-1}$.

La figure (III-28) illustre l'évolution observée de la plage de capture en fonction du rayon de courbure des fronts d'ondes.

Sur cette figure, les cercles correspondent à la demi-largeur mesurée de la plage de capture, définie comme sur la figure (III-27). L'évolution observée est qualitativement en bon accord avec

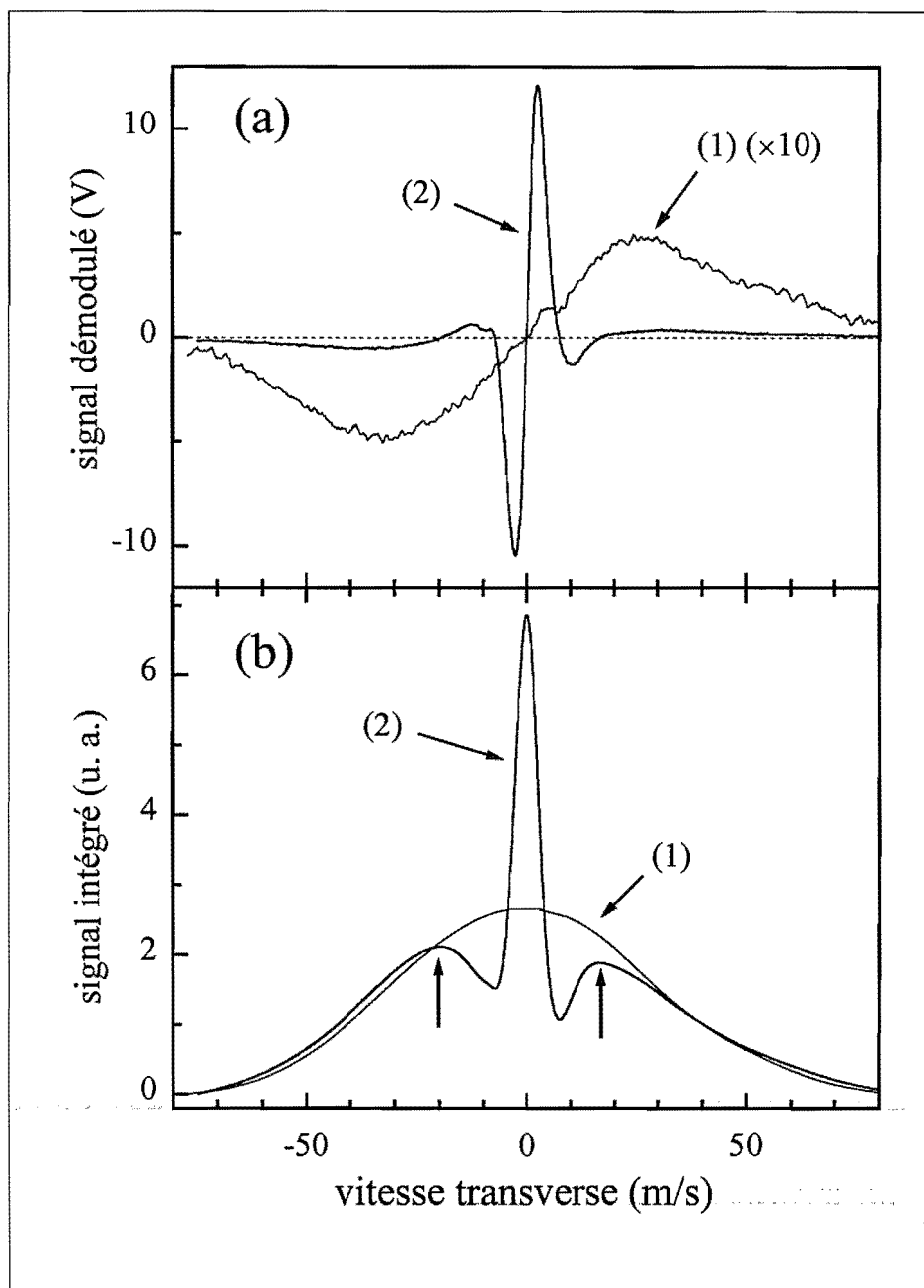


Figure III-27 : **Mesure de la distribution des vitesses transverses : profils dérivés et "directs"**. On mesure la distribution des vitesses transverses du jet atomique, grâce à la technique de modulation de fréquence.

Les signaux ont été obtenus pour des fronts d'ondes plans, et une collimation unidimensionnelle.

(a) Profils dérivés : on a tracé le signal issu de la détection synchrone, qui est proportionnel à la dérivée de la distribution des vitesses transverses, **(1)** en l'absence et **(2)** en présence de la collimation. Noter que le profil **(1)** a été multiplié par un facteur 10.

(b) profils intégrés ou "directs" : on a pris numériquement la primitive des signaux du **(a)**, pour obtenir les distributions des vitesses transverses. Les flèches matérialisent la plage de capture.

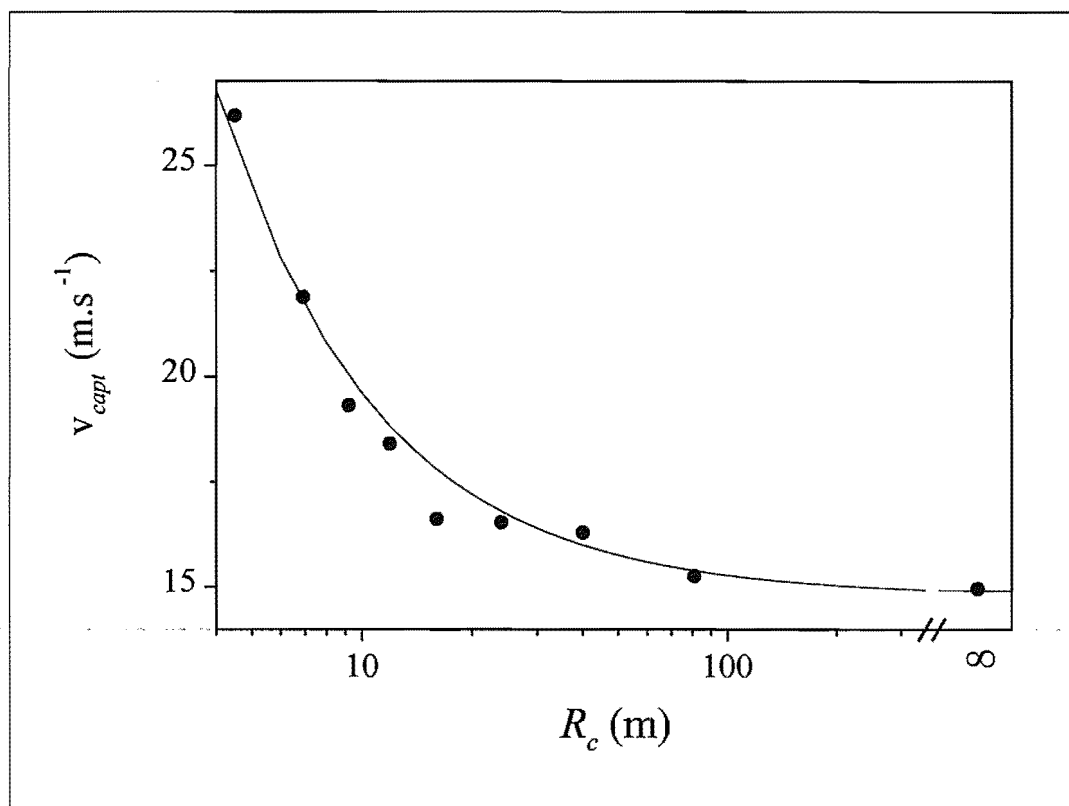


Figure III-28 : Plage de capture mesurée en fonction du rayon de courbure. On a mesuré, par spectroscopie d'absorption (voir figure (III-27)), la plage de capture (demi-largeur) en fonction du rayon de courbure R_c des fronts d'ondes. Noter l'échelle logarithmique en abscisse ; le dernier point ($R_c = \infty$) correspond à des fronts d'ondes plans.

l'image que nous avons donnée plus haut ; on s'attend en effet à ce que la plage de capture vérifie :

$$v_{capt}(R_c) \simeq v_{capt}^0 + v_z \frac{L_{int}}{R_c} \quad (\text{III.27})$$

La courbe en traits pleins de la figure (III-28) correspond à un ajustement des points expérimentaux par l'expression ci-dessus. Cet ajustement nous conduit à adopter une valeur de la longueur d'interaction L_{int} plus faible (~ 5 cm) que dans la réalité (où $L_{int} = 10$ cm). Nous attribuons cette observation à l'homogénéité insuffisante de l'intensité des faisceaux laser de la mélasse. En se reportant au profil de la figure (III-22), on observe en effet que l'intensité lumineuse est bien plus faible au début et à la fin de la zone d'interaction qu'au centre ; si l'intensité, et donc la force de pression de radiation, est insuffisante pour que les atomes suivent la courbure des fronts d'ondes, la longueur d'interaction effective dans la mélasse est inférieure à L_{int} .

Cette analyse est confirmée par l'observation de la distribution spatiale des atomes en aval de la section de collimation. On a reporté sur la figure (III-29) des profils transverses du jet collimaté obtenus grâce à une galette de microcanaux située à 60 cm en aval de la sortie de la mélasse.

Les profils (1), (2), (3) et (4) de la figure (III-29) correspondent à des rayons de courbures " ∞ " (ondes planes), 11,9 m, 6,9 m et 4,5 m respectivement. Au fur et à mesure que l'on

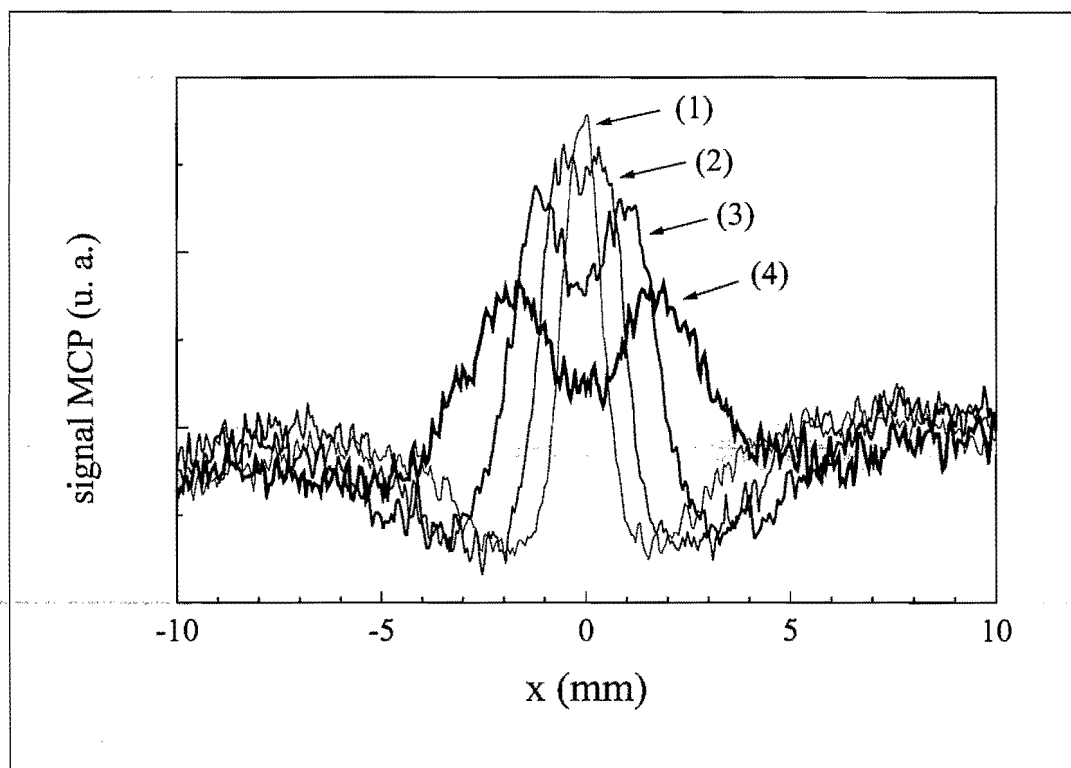


Figure III-29 : **Distribution spatiale à 60 cm en aval de la zone de collimation.** On a relevé, à l'aide de la galette de microcanaux, le profil transverse du jet atomique à une distance de 60 cm en aval de la mélasse. Les quatre profils correspondent à différents rayons de courbure des fronts d'ondes : (1) $\rightarrow R_c = \infty$; (2) $\rightarrow R_c = 11,9 \text{ m}$; (3) $\rightarrow R_c = 6,9 \text{ m}$; (4) $\rightarrow R_c = 4,5 \text{ m}$.

À mesure que diminue R_c ($v_{\text{capt}} \nearrow$), on voit apparaître dans la distribution spatiale deux pics dont l'écartement progressivement augmente. Ces pics traduisent le fait que les atomes capturés par chacune des deux ondes laser convergentes cessent d'interagir avec celles-ci avant que leur vitesse transverse ne soit complètement amortie (i.e. avant la fin de la zone d'interaction). La vitesse transverse finale de ces atomes est d'autant plus élevée que le rayon de courbure R_c est faible, ce qui se traduit par l'écartement progressif des deux pics.

Gain en intensité

Afin d'évaluer les performances de la section de collimation transverse, nous avons mesuré l'augmentation de l'intensité atomique sur l'axe à une distance $l = 3,3 \text{ m}$ en aval de la source. Pour effectuer cette mesure, on procède comme indiqué sur la figure (III-30).

Un multiplicateur d'électrons, de dimensions $10 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$, est situé sur l'axe du jet atomique à une distance $l = 3,3 \text{ m}$ en aval de la source. La mesure s'effectue en deux temps : on relève tout d'abord (1) le signal dû à l'ensemble des composantes du jet (métastables 2^3S_1 et 2^1S_0 , ions, photons UV, ...); dans la phase (2), on modifie le désaccord δ_L de façon à ce que la mélasse optique expulse sélectivement les atomes dans l'état triplet hors de l'axe du jet ($\delta_L > 0$). En effectuant la différence (1)-(2), on obtient la contribution du seul état 2^3S_1 , qui s'élève ici à environ 40 % du signal total.

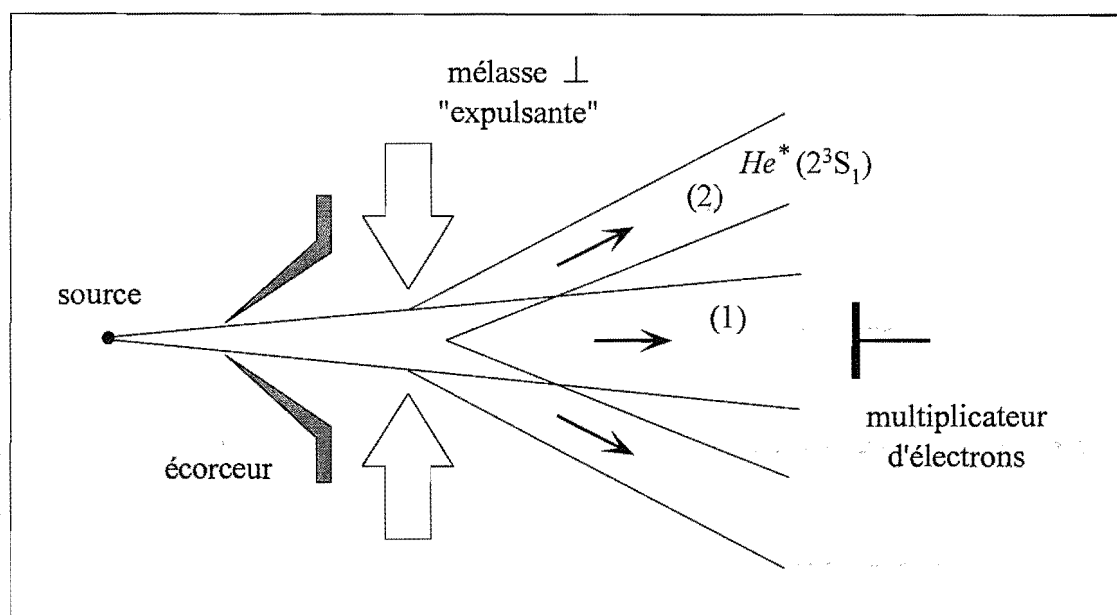


Figure III-30. : **Mesure de l'intensité du jet atomique.** On mesure l'intensité sur l'axe du jet d' He^* (état triplet); grâce à un multiplicateur d'électrons situé à $l = 3,3$ m en aval de la source. Pour s'affranchir des autres contributions, on compare le signal total (1) à celui mesuré en éjectant sélectivement les états triplets de l'axe du jet (2). Ceci est réalisé en désaccordant les lasers de la mélasse optique vers le bleu de la transition ($\delta_L > 0$).

Le gain en intensité K_d^{2D} est obtenu en effectuant le rapport du signal de métastables 2^3S_1 en présence et en l'absence de la collimation transverse. On a reporté sur la figure (III-31) cette quantité en fonction du rayon de courbure des fronts d'ondes.

On observe un maximum de K_d^{2D} d'environ 25, pour une valeur du rayon de courbure comprise entre 20 et 60 m. La diminution rapide du gain avec le rayon de courbure est due au phénomène discuté sur la figure (III-29) : bien que la plage de capture augmente, les atomes sont imparfaitement collimatés et la densité spatiale après la propagation libre sur $l = 3,3$ m diminue.

Il est intéressant de comparer ces résultats avec ceux de la référence [33]. Dans cette expérience, le rayon de courbure optimal (déterminé expérimentalement) vaut 12,5 m, la longueur d'interaction 18 cm et la vitesse des atomes environ 1000 m.s⁻¹. Le gain en intensité mesuré à une distance de 80 cm en aval de la section de collimation est de 50. En reprenant la même valeur du rayon de courbure (c'est-à-dire la même accélération), nous devrions pouvoir obtenir une plage de capture : $v_{capt} \sim 10$ m.s⁻¹, c'est-à-dire collimater environ 6 % du flux atomique initial. Le facteur K_d^{2D} à 3,3 m de la source serait alors de 56.

Des améliorations du schéma optique sont prévues ; elles devraient permettre de rendre l'intensité laser homogène et suffisamment élevée sur l'ensemble de la zone d'interaction. Il est également envisageable de doubler la longueur d'interaction, ce qui permettrait de gagner un facteur 4 sur l'angle solide capturé par la mélasse transverse et donc sur l'intensité du jet collimaté.

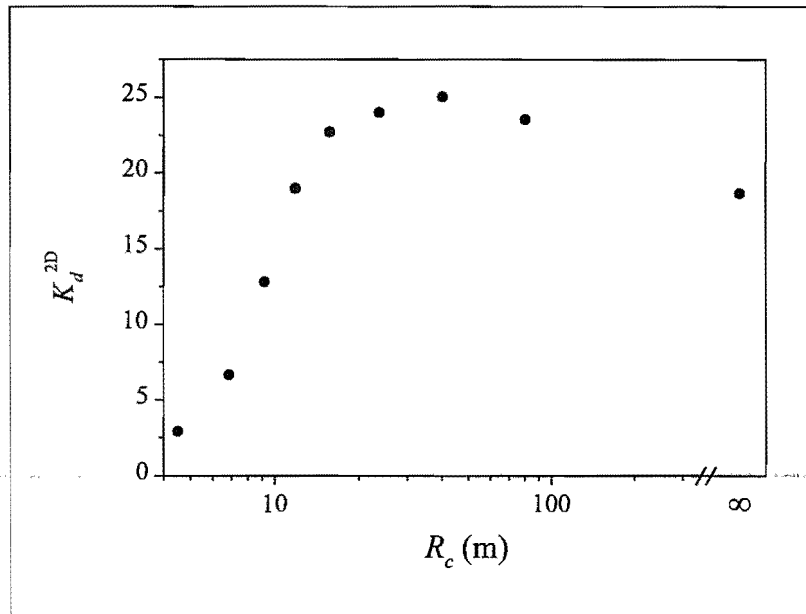


Figure III-31: Mesure du gain en intensité atomique. On a mesuré, grâce à un multiplicateur à cathode d'électrons placé à 3,3 m en aval de la source, l'augmentation de l'intensité atomique sur l'axe transverse du jet due à la collimation. Cette mesure est effectuée pour différents rayons de courbure des fronts d'ondes. Noter l'échelle logarithmique des abscisses.

III. 4 Le ralentissement du jet atomique

Cette partie de ce mémoire est consacrée à la description du ralentissement du jet atomique. Après une introduction justifiant le choix de la méthode, nous rappelons le principe du ralentissement Zeeman, en détaillant le rôle joué par les différents paramètres. Nous décrivons ensuite la conception et la réalisation expérimentale du ralentisseur. Nous présentons enfin des résultats expérimentaux sur le ralentissement ; nous nous livrons en particulier à une analyse détaillée des facteurs qui limitent les performances du ralentisseur.

III. 4. A Introduction : ralentissement d'un jet atomique

Les atomes d' He^* issus de notre source possèdent, comme nous l'avons vu, une vitesse longitudinale élevée, de l'ordre de 1200 m/s en moyenne. Beaucoup d'expériences susceptibles d'être alimentées à partir du jet d' He^* nécessitent des vitesses bien plus faibles. D'autre part, il est également souvent souhaitable de pouvoir réduire la dispersion en vitesse longitudinale, pour obtenir l'équivalent d'un faisceau quasi-monochromatique en optique. Les techniques les plus répandues pour atteindre ces objectifs font appel à la pression de radiation exercée par un faisceau laser contrapropagatif au jet atomique. On peut ainsi en principe décélérer les atomes au taux maximal a_{max} donné par l'expression (1.20). On se heurte cependant au problème de l'expulsion de l'atome hors de résonance par la pression de radiation. Au fur et à mesure que la vitesse de l'atome diminue, le désaccord effectif augmente à cause de l'effet

Doppler: il faut donc compenser cette augmentation pour maintenir l'atome en résonance avec le laser ralentisseur. On a alors deux possibilités: soit varier la fréquence du laser au cours du ralentissement, soit ajuster la fréquence associée à la transition atomique elle-même.

Ces deux approches ont donné naissance aux deux techniques les plus fréquemment employées dans le ralentissement de jets atomiques: le glissement de fréquence (ou "chirping") et le ralentissement Zeeman.

Dans la méthode du chirping [31]; on balaye la fréquence du laser au cours du temps de façon à maintenir une certaine classe de vitesse atomique en résonance avec le laser. Les atomes ralentis sont donc produits de manière pulsée. A tout instant, la proportion d'atomes ralentis dans le jet atomique reste faible. Enfin, les atomes atteignent leur vitesse finale à des positions différentes sur l'axe du jet.

L'autre approche utilise un champ magnétique inhomogène pour faire varier la fréquence associée à la transition atomique par effet Zeeman. Proposée et démontrée par Phillips et Metcalf [34]; cette technique de ralentissement possède de gros avantages: ici, la classe de vitesse en résonance avec le laser est déterminée par la position sur l'axe du jet, et non plus par le temps comme pour le chirping. L'une des conséquences est que tous les atomes atteignent leur vitesse finale au même point dans l'espace. Les atomes ralentis sont produits de façon continue, et leur proportion dans le jet atomique, qui peut être très élevée, est constante au cours du temps.

Ces avantages nous ont conduit à adopter la méthode du ralentissement Zeeman pour notre jet atomique. Nous allons maintenant nous attacher à en décrire plus en détail le principe.

III. 4. B Principe du ralentissement Zeeman: rappels

Comme il a été mentionné plus haut, le ralentissement Zeeman utilise un champ magnétique inhomogène $B(z)$ pour maintenir l'atome en résonance avec le laser au cours du ralentissement. On doit donc vérifier en tout point la condition de résonance:

$$\delta = \delta_L + \delta_D + \delta_Z \simeq 0 \quad (\text{III.28})$$

où $\delta_L = \omega_L - \omega_{at}$ est le désaccord du laser ralentisseur (fixé), $\delta_D = kv_z$ le désaccord Doppler (> 0 , le jet atomique et le laser ralentisseur étant contrapropagatifs (voir expression (I.7))), $\delta_Z = \mu B$ est le désaccord Zeeman. Le symbole "à peu près égal" dans l'équation (III.28) correspond au fait qu'en pratique, les atomes ne sont généralement pas décélérés avec le taux maximal autorisé par la pression de radiation; nous reviendrons plus loin sur cette remarque, qui n'a pas d'influence sur les considérations générales développées ici. On voit donc que sous réserve que l'hypothèse de départ (III.28) soit vérifiée, le profil du champ magnétique va "piloter" l'évolution de la vitesse atomique: une diminution du désaccord Zeeman entraîne une diminution du désaccord Doppler, c'est-à-dire de la vitesse atomique. Plus précisément, une variation ΔB de champ magnétique entraîne une variation de la vitesse Δv_z :

$$\Delta v_z = \frac{\mu \Delta B}{k} \quad (\text{III.29})$$

Ainsi, à une variation de 100 G du champ correspond une variation d'environ $150 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ de la vitesse atomique.

L'égalité (III.28) étant vérifiée en tout point, on voit que c'est la valeur du champ magnétique en sortie du ralentisseur qui, avec le désaccord δ_L , détermine la vitesse finale des atomes ralentis.

Le champ B_0 à l'entrée du ralentisseur, lui, détermine (avec δ_L) la vitesse maximale qui peut être ralentie.

Nous venons de décrire de façon très générale le rôle du champ magnétique dans le ralentissement. Nous allons maintenant voir plus précisément quelles conditions doivent être remplies par le profil $B(z)$.

Tout d'abord, la variation spatiale du champ B doit prendre en compte la limite de la force de pression de radiation : on ne doit pas imposer à l'atome une accélération supérieure à celle qui peut être fournie par cette force. L'égalité (III.28) implique que pour rester en résonance avec le laser, l'atome doit voir sa vitesse varier en fonction de z à un taux :

$$\frac{\partial v_z}{\partial z} = \frac{\mu}{k} \frac{\partial B}{\partial z} \quad (\text{III.30})$$

Ceci correspond à une décélération :

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} = \frac{\partial v_z}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} = v_z \frac{\mu}{k} \frac{\partial B}{\partial z} \quad (\text{III.31})$$

L'accélération due à la pression de radiation étant limitée à $a_{\max} = \Gamma v_{rec}/2$, la pente du profil de champ magnétique doit donc satisfaire l'inégalité :

$$\left| \frac{\partial B}{\partial z} \right| \leq \frac{k a_{\max}}{\mu v_z} = \frac{\Gamma k v_{rec}}{2 \mu v_z} \quad (\text{III.32})$$

La condition ci-dessus doit être vérifiée pour permettre aux atomes décélérés de suivre le profil du champ magnétique. Lorsqu'elle ne l'est plus, les atomes sortent rapidement de résonance avec le laser ralentisseur : c'est le phénomène de "décrochage", que nous étudierons en détail à partir des résultats expérimentaux. Une application numérique montre que pour des atomes se propageant à $1000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, la pente $\partial B/\partial z$ du profil de champ magnétique ne doit pas excéder $3 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$.

Il nous reste à discuter de la forme optimale pour le profil du champ magnétique $B(z)$. Celle-ci correspond à la situation où les atomes sont uniformément décélérés, avec une accélération a . Dans cette hypothèse, le mouvement dans le ralentisseur d'un atome de vitesse initiale v_0 est décrit par l'équation :

$$z(t) = v_0 t - \frac{1}{2} |a| t^2 \quad (\text{III.33})$$

On en tire l'expression de la vitesse atomique au point de cote z :

$$v_z(z) = \sqrt{v_0^2 - 2|a|z} \quad (\text{III.34})$$

D'autre part, l'égalité (III.28) impose une relation entre le champ magnétique et la vitesse de l'atome au point z ; en y remplaçant v_z par son expression, on obtient finalement :

$$B(z) = \frac{\delta_L}{\mu} + \frac{k}{\mu} \sqrt{v_0^2 - 2|a|z} \quad (\text{III.35})$$

Le profil idéal du champ magnétique dans le ralentisseur décroît donc comme la racine de la position.

En partant d'un tel profil, on a le choix entre plusieurs configurations pour le champ magnétique, qui sont illustrées sur la figure (III-32) ¹¹.

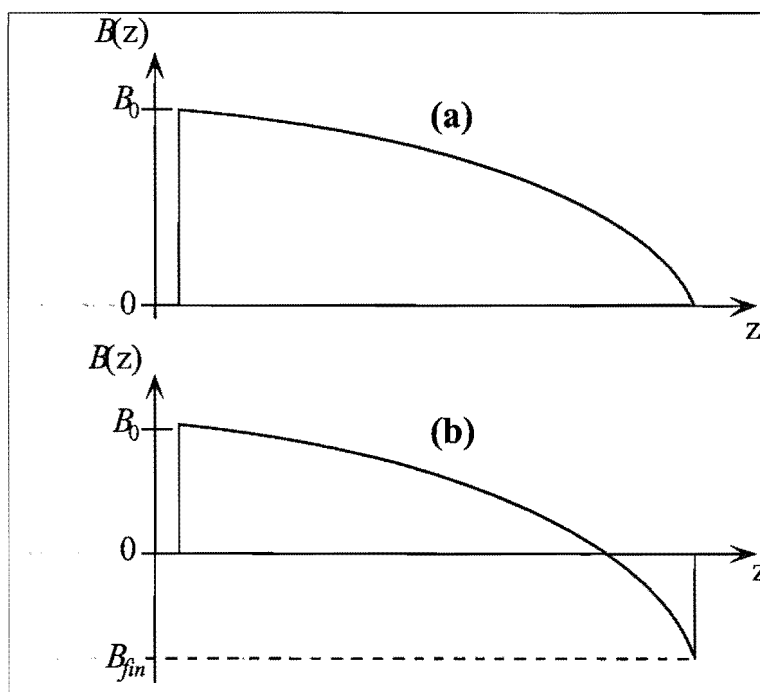


Figure III-32 : Exemples de configurations du champ magnétique dans le ralentisseur.

Dans la configuration (a), le champ magnétique est nul en sortie du ralentisseur. La vitesse finale v_f des atomes est déterminée par le désaccord du laser ralentisseur : $v_f = -\delta_L/k$.

Dans la situation (b), le champ magnétique s'annule en changeant de signe en un point intermédiaire ; la vitesse finale dépend du désaccord et du champ magnétique final B_f : $v_f = (\mu B_f - \delta_L)/k$.

Dans la configuration (a), le champ magnétique est nul en fin du ralentisseur. Les atomes qui en sortent sont en résonance avec le laser pour $B = 0$, comme l'indique l'égalité (III.28). La vitesse finale des atomes vaut donc :

$$v_{fin} = -\frac{\delta_L}{k} \quad (III.36)$$

La configuration (b) est caractérisée par un champ non nul B_{fin} en sortie du ralentisseur.

La vitesse finale des atomes est cette fois donnée par :

$$v_{fin} = -\frac{\delta_L}{k} + \frac{\mu}{k} B_{fin} \quad (III.37)$$

Dans cette situation, les atomes qui sont sortis du ralentisseur ($B = 0$) n'interagissent plus avec le laser, ce qui présente deux avantages importants. Dans l'hypothèse où le ralentisseur alimente un piège magnéto-optique, on évite ainsi l'interaction entre les atomes piégés et le laser ralentisseur. D'autre part, en évitant l'interaction entre atomes ralentis et laser ralentisseur, on supprime le "chauffage" qui résulte de cette interaction et qui devient très important pour les faibles vitesses finales.

¹¹ D'autres configurations existent, utilisant par exemple un champ magnétique croissant avec z [32].

De notre point de vue, cette configuration est également très favorable car elle présente un point intermédiaire où le champ magnétique s'annule : on peut donc venir y insérer une section de recompression transverse (voir chapitre [IV]).

Enfin, la seconde configuration permet de réduire la valeur maximale atteinte par le champ ; celui-ci étant généré par le courant circulant dans un solénoïde (voir paragraphe suivant), on peut ainsi maintenir la puissance dissipée à un niveau raisonnable, ce qui simplifie le problème du refroidissement du dispositif. L'utilisation de champs magnétiques modérés permet également d'éviter les points de croisements entre sous-niveaux Zeeman, qui peuvent occasionner des pertes lors du ralentissement [43].

Cette configuration est donc celle que nous avons choisie pour notre ralentisseur Zeeman. Pour toutes les expériences présentées dans ce mémoire, seule la première section du ralentisseur, caractérisée par un champ magnétique nul en sortie, a été utilisée. C'est donc uniquement cette première section que nous décrivons dans ce qui suit. Depuis la rédaction de ce mémoire, la seconde partie du ralentisseur a été mise en service et utilisée pour ralentir le jet atomique jusqu'à des vitesses de quelques dizaines de $m \cdot s^{-1}$.

III. 4. C Conception du ralentisseur

Nous décrivons dans ce paragraphe la conception de la première partie du ralentisseur Zeeman. Nous verrons que cette phase du ralentissement est particulièrement critique, ce qui justifie le soin qui a été apporté à la conception du système qui génère le champ magnétique. Celui-ci est donc décrit en détail.

1) Paramètres du ralentisseur

Nous avons choisi comme cahier des charges la décélération des atomes d'une vitesse initiale $v_{ini} = 1200 m \cdot s^{-1}$ à une vitesse finale $v_{fin} = 550 m \cdot s^{-1}$. Au cours de cette décélération, les atomes diffusent un peu plus de 7000 photons ; le phénomène de diffusion transverse évoqué dans l'introduction conduit alors à un diamètre du faisceau atomique supérieur au cm : nous avons estimé que ce point constitue un bon compromis pour y effectuer la compression spatiale. Le champ magnétique maximal nécessaire pour ralentir les atomes dans ces conditions vaut donc :

$$B_0 = \frac{k(v_{ini} - v_{fin})}{\mu} \simeq 429 G \quad (III.38)$$

Il reste à choisir le taux de décélération a . La valeur maximale B_0 du champ magnétique étant fixée, le paramètre qui fixe en pratique le taux de décélération est la longueur z_{ral} du ralentisseur. Nous sommes ici dans une situation similaire à celle de la partie [III. 3], où nous discutons du choix du rayon de courbure des fronts d'ondes pour la mélasse transverse. Le même argument de stabilité de la décélération nous conduit à choisir une valeur inférieure à la limite de $4,6 \times 10^5 m \cdot s^{-2}$ fixée par la saturation de la pression de radiation. Nous avons choisi pour la réalisation de notre ralentisseur Zeeman un "facteur de sécurité" de 1,5 qui correspond à une accélération effective :

$$|a| = \frac{a_{max}}{1,5} \quad (III.39)$$

Le temps t_{ral} nécessaire au ralentissement vaut dans ces conditions :

$$t_{ral} = 1,5 \frac{v_{ini} - v_{fin}}{a_{max}} \simeq 2,1 \text{ ms} \quad (\text{III.40})$$

Celui-ci s'effectue sur une distance z_{ral} donnée par l'équation (III.33) :

$$z_{ral} \simeq 1,84 \text{ m} \quad (\text{III.41})$$

2) Production du champ magnétique

Notre objectif est de créer un champ magnétique dont le profil satisfasse l'équation (III.35), avec les paramètres choisis ci-dessus. La solution la plus simple consiste à construire un électro-aimant constitué de solénoïdes concentriques et de longueurs différentes, tous parcourus par le même courant. On calcule le champ magnétique généré par un tel système en sommant les contributions des différents solénoïdes. Chacun d'entre eux crée au point P, de cote z , un champ magnétique :

$$B_{sol}(z) = 2\pi 10^{-3} ni [\cos(\theta_1(z)) + \cos(\theta_2(z))] \quad (\text{III.42})$$

où B_{sol} est exprimé en Gauss, n est le nombre de spires par unité de longueur, i le courant qui parcourt le solénoïde, et θ_1 et θ_2 les demi-angles sous lesquels sont vues les extrémités du solénoïde du point P (tous deux > 0 et $< \pi/2$). Cette expression n'est en principe valable que sur l'axe; on supposera cependant pour toute la suite que le champ est uniforme dans le plan transverse à l'axe du solénoïde.

On va, lors de la conception du bobinage, chercher à approcher le profil idéal de l'expression (III.35) en ajustant les longueurs respectives des différents solénoïdes. Le profil obtenu sera d'autant plus proche du profil idéal que le nombre N de "couches" que comporte le bobinage sera élevé.

Le rôle du paramètre N est important dans la détermination des performances du ralentisseur. En effet, en choisissant les paramètres du ralentisseur de manière à avoir $a = a_{max}/1,5$, nous avons fixé la pente *moyenne* du profil de champ magnétique à une valeur qui satisfait l'inégalité (III.32). Il nous faut maintenant choisir le paramètre N de façon que la pente *maximale* du profil satisfasse également (III.32). La figure (III-33) illustre le rôle de N dans la détermination de cette pente maximale.

On a représenté sur cette figure la "marche" de champ magnétique présente dans le profil au voisinage de l'extrémité de l'un des solénoïdes. Elle est caractérisée par son amplitude ΔB_z , et la distance z_c sur laquelle le champ chute. La pente p_{max} du profil au niveau de la marche vaut donc :

$$p_{max} \approx \frac{\Delta B_z}{z_c} \quad (\text{III.43})$$

Pour un champ magnétique total B_0 donné, ΔB_z est inversement proportionnel à N . La longueur de chute z_c ne dépend que du diamètre du solénoïde considéré, avec lequel elle croît linéairement. Il y a donc un compromis à adopter entre nombre de couches et diamètre des solénoïdes : on peut par exemple utiliser un nombre réduit de couches de grand diamètre (ΔB_z et z_c importants), ou bien de nombreuses couches de faible diamètre (ΔB_z et z_c faibles).

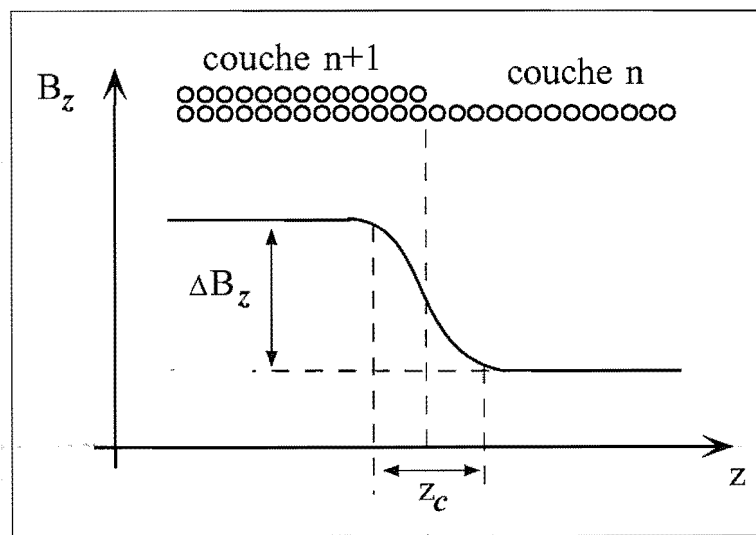


Figure III-33 : **Irrégularité du profil de champ magnétique.** A la jonction entre deux solénoïdes, le champ magnétique chute d'une valeur ΔB_z , qui ne dépend que du courant i dans le bobinage, sur une distance z_c déterminée par le rayon du solénoïde.

Nous avons opté pour la deuxième solution, avec un diamètre interne du premier solénoïde $\varnothing_{int} = 43 \text{ mm}$. Notre choix a été déterminé d'une part par l'argument ci-dessus sur les irrégularités du profil, et d'autre part par notre souci de réduire la puissance dissipée par effet Joule dans le bobinage. Ici encore, un nombre élevé de couches constitue un avantage. En effet, le courant i nécessaire pour créer un champ donné est inversement proportionnel à N , tandis que la longueur de fil bobiné, et donc la résistance totale R du bobinage, croît approximativement linéairement avec N . La puissance dissipée $P = R \times i^2$ est donc inversement proportionnelle à N .

Un fois le diamètre interne du solénoïde fixé, le nombre de couches a été choisi de manière à remplir la condition (III.32) en tout point du ralentisseur. Cette démarche nous conduit à une valeur de $N = 20$ couches, dont les longueurs respectives sont reportées dans la table (III.44).

# couche	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$l \text{ (m)}$	1,935	1,872	1,805	1,735	1,662	1,585	1,505	1,421	1,334	1,244
# couche	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
$l \text{ (m)}$	1,150	1,052	0,952	0,847	0,740	0,629	0,514	0,396	0,275	0,150

(III.44)

Dans cette table, les couches sont numérotées par ordre de diamètre croissant.

La figure (III-34) permet de visualiser la condition (III.32) avec les paramètres qui ont été adoptés.

On a représenté sur cette figure la valeur absolue du gradient $|\partial B/\partial z|$ de champ magnétique en fonction de la position dans le ralentisseur. Le gradient de champ magnétique "réel" (profil avec les oscillations) est obtenu en ajoutant les contributions des 20 solénoïdes, chacune étant calculée à l'aide de la formule (III.42). La courbe en traits pleins est obtenue pour le champ "idéal" (expression (III.35)) correspondant à notre jeu de paramètres. La courbe en pointillés représente la pente maximale admissible, telle qu'elle est donnée par le terme de droite de l'inégalité (III.32).

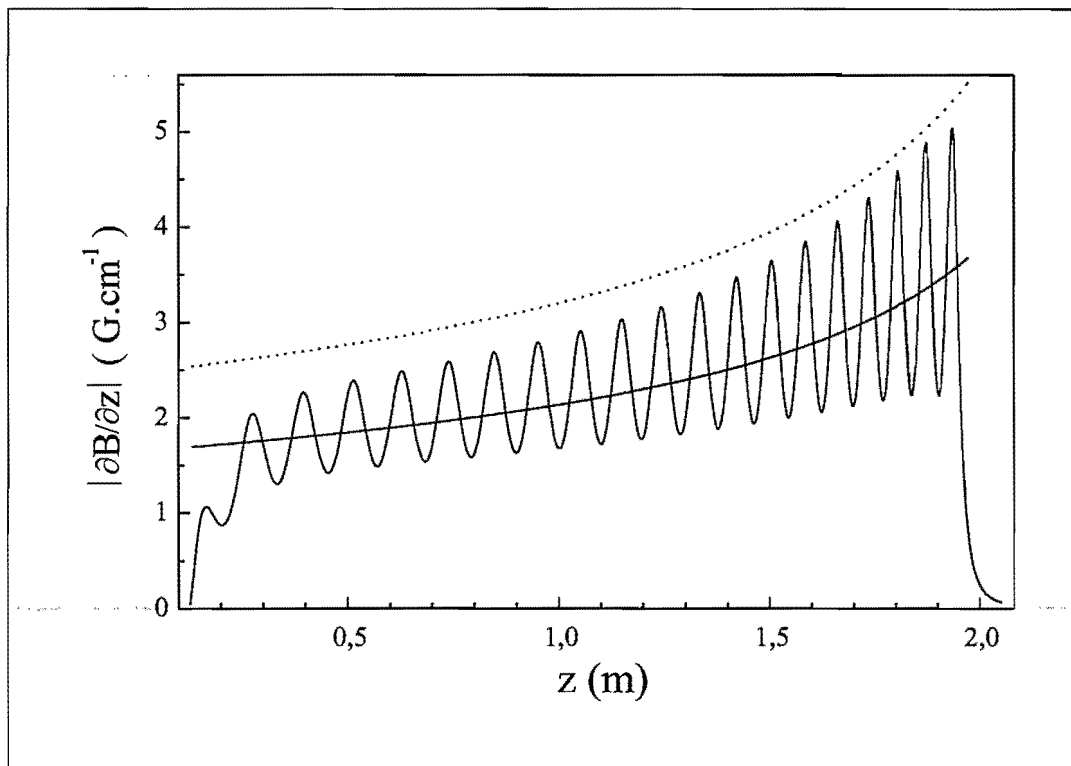


Figure III-34 : **Pente du profil de champ magnétique.** On a tracé sur cette figure la pente (valeur absolue) calculée du profil de champ magnétique en fonction de la position dans le ralentisseur. La pente "réelle" (courbe avec les oscillations) est obtenue en sommant les contributions de 20 solénoïdes, calculées à partir de la formule (III.42). Les autres paramètres sont : $\varnothing_{int} = 43 \text{ mm}$, et $i = 3,58 \text{ A}$. La courbe monotone en traits pleins correspond au champ "idéal" (expression (III.35)). On a représenté en pointillés la valeur limite imposée par l'inégalité (III.32).

La pente du profil créé par les solénoïdes reste inférieure à la valeur limite en pointillés en tout point du ralentisseur, ce qui constitue notre critère pour fixer le nombre de couches N . Sa valeur moyenne est proche de la pente du profil idéal. L'augmentation de l'amplitude des oscillations lorsque l'on se rapproche de la sortie du ralentisseur provient du fait que le diamètre des solénoïdes diminue (voir figure (III-35)); ce qui réduit la longueur de décroissance z_c et augmente la pente des "marches" de champ magnétique.

La longueur totale de fil bobinée est d'environ 2,6 km. Nous avons utilisé du fil de cuivre de diamètre 2 mm, afin de réduire la résistance totale du bobinage, qui vaut 14,5 Ω . On obtient le champ nominal $B_0 = 429 \text{ G}$ pour un courant d'environ 3,6 A; la puissance dissipée par effet Joule vaut alors 186 W.

III. 4. D Montage expérimental

Nous décrivons dans cette partie le montage expérimental qui nous permet de ralentir les atomes. Le premier paragraphe traite de la réalisation du solénoïde et de la mesure expérimentale du profil de champ magnétique. Le second paragraphe est consacré au montage optique.

1) Le solénoïde

Schéma expérimental

La figure (III-35) illustre la configuration adoptée pour la réalisation du solénoïde, qui est identique à celle utilisée dans la référence [43].

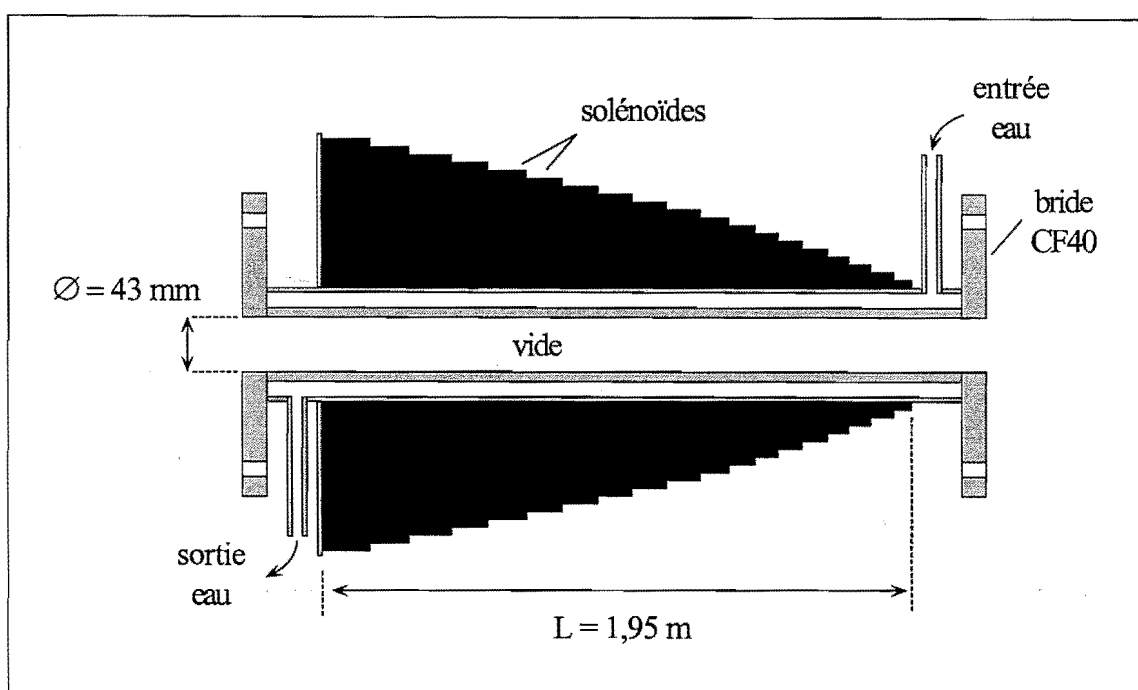


Figure III-35 : **Réalisation du solénoïde.** Les 20 couches du solénoïde, composées de fil de cuivre de diamètre 2 mm, sont bobinées sur un tube en inox dont le diamètre extérieur vaut 43 mm. Le tube possède une double cloison afin de permettre une circulation d'eau pour refroidir le bobinage pendant l'opération. La figure n'est pas à l'échelle, mais les longueurs respectives des couches sont respectées. La première couche a une longueur de 1,93 m.

Le solénoïde est bobiné sur un tuyau constitué de deux tubes concentriques en inox, dont le diamètre externe est de 43 mm. Cet arrangement permet de faire circuler de l'eau entre les deux tubes, afin d'évacuer la chaleur générée par effet Joule pendant le fonctionnement du ralentisseur; le simple contact mécanique entre les spires et le tube d'inox suffit à assurer une bonne conduction thermique. Les tubes sont soudés aux deux extrémités sur des brides CF40. Le schéma, qui n'est pas à l'échelle, reproduit cependant les proportions entre les longueurs des couches. La longueur totale du dispositif est de 2,3 m.

Mesure du champ magnétique

Il est important, une fois le bobinage réalisé, de mesurer le champ magnétique afin de vérifier qu'il ne comporte pas d'accidents et correspond bien au champ calculé. Nous avons effectué cette mesure à l'aide d'une sonde à effet Hall. La figure (III-36) présente le résultat de cette mesure.

On a tracé sur la figure (III-36)(a) la composante du champ magnétique suivant l'axe Oz, en fonction de la position sur cet axe. L'origine des positions est prise au point où commence le bobinage. La courbe en pointillés représente le champ idéal que l'on cherche à approcher. La courbe en traits pleins correspond au profil calculé en ajoutant les champs produits par les 20 solénoïdes, obtenus par la formule (III.42) en prenant comme courant $i = 3,58 \text{ A}$. Ce courant correspond à la valeur de 429 G du champ magnétique nominal. Les cercles correspondent à la mesure ; la sonde à effet Hall a été calibrée en n'alimentant que le premier solénoïde et en se plaçant au point milieu : le champ magnétique est alors donné avec une très bonne approximation par l'expression correspondant à un solénoïde infini. On observe qu'à l'échelle de la figure, les profils mesuré, calculé et idéal sont pratiquement indiscernables.

On a représenté en (III-36)(b) la différence entre le champ mesuré et le champ idéal ; le pas utilisé lors de la mesure permet juste de résoudre les oscillations du champ. On note que la déviation maximale est tout au plus de quelques %.

Cette mesure nous a donc permis de vérifier la bonne concordance entre le profil réel et le profil calculé. On a également vérifié l'absence d'accident dans le profil du champ magnétique.

2) Montage optique

La figure (III-37) décrit le montage optique utilisé pour le ralentissement.

La diode laser dédiée au ralentissement est stabilisée en fréquence par l'injection d'un faisceau issu de la diode utilisée pour la collimation transverse, elle-même asservie sur la transition atomique. Le décalage fréquentiel du laser ralentisseur, qui détermine la vitesse finale des atomes ralentis, est obtenu par quadruple passage dans l'ordre +1 des MAO ; on peut ainsi ajuster le désaccord entre $\sim 4 \times 90 = 360 \text{ MHz}$ et $4 \times 150 = 600 \text{ MHz}$. Cette plage peut être considérablement étendue en jouant sur les ordres respectifs des deux acousto-optiques. Une petite partie des faisceaux injecteur et ralentisseur sont envoyés dans un Fabry-Perot (FP) pour permettre le contrôle du désaccord.

La circularité de la polarisation du faisceau ralentisseur est assurée par le passage à travers un cube séparateur de polarisation suivi d'une lame quart-d'onde. Le faisceau est ensuite agrandi grâce à un télescope, afin de pouvoir interagir avec la plus grande proportion possible d'atomes ; le diamètre du faisceau laser est ainsi de l'ordre de 3 cm lorsqu'il est envoyé dans la chambre à vide. Le télescope a également une deuxième fonction, qui est de permettre la focalisation du faisceau ralentisseur au voisinage de l'écorceur. En effet, comme nous le verrons lors de l'analyse des résultats, on a tout intérêt à employer l'intensité laser la plus élevée possible et ce d'autant plus que les atomes sont rapides (c'est-à-dire proches de la source) : avec un faisceau ralentisseur convergent, l'intensité lumineuse augmente au fur et à mesure que l'on se rapproche de la source. Dans notre cas, la puissance totale dans le faisceau ralentisseur est de 30 mW ; le paramètre de saturation à résonance passe donc d'une valeur $s_0 \simeq 420$ à l'entrée du ralentisseur, à $s_0 \simeq 34$ à la sortie.

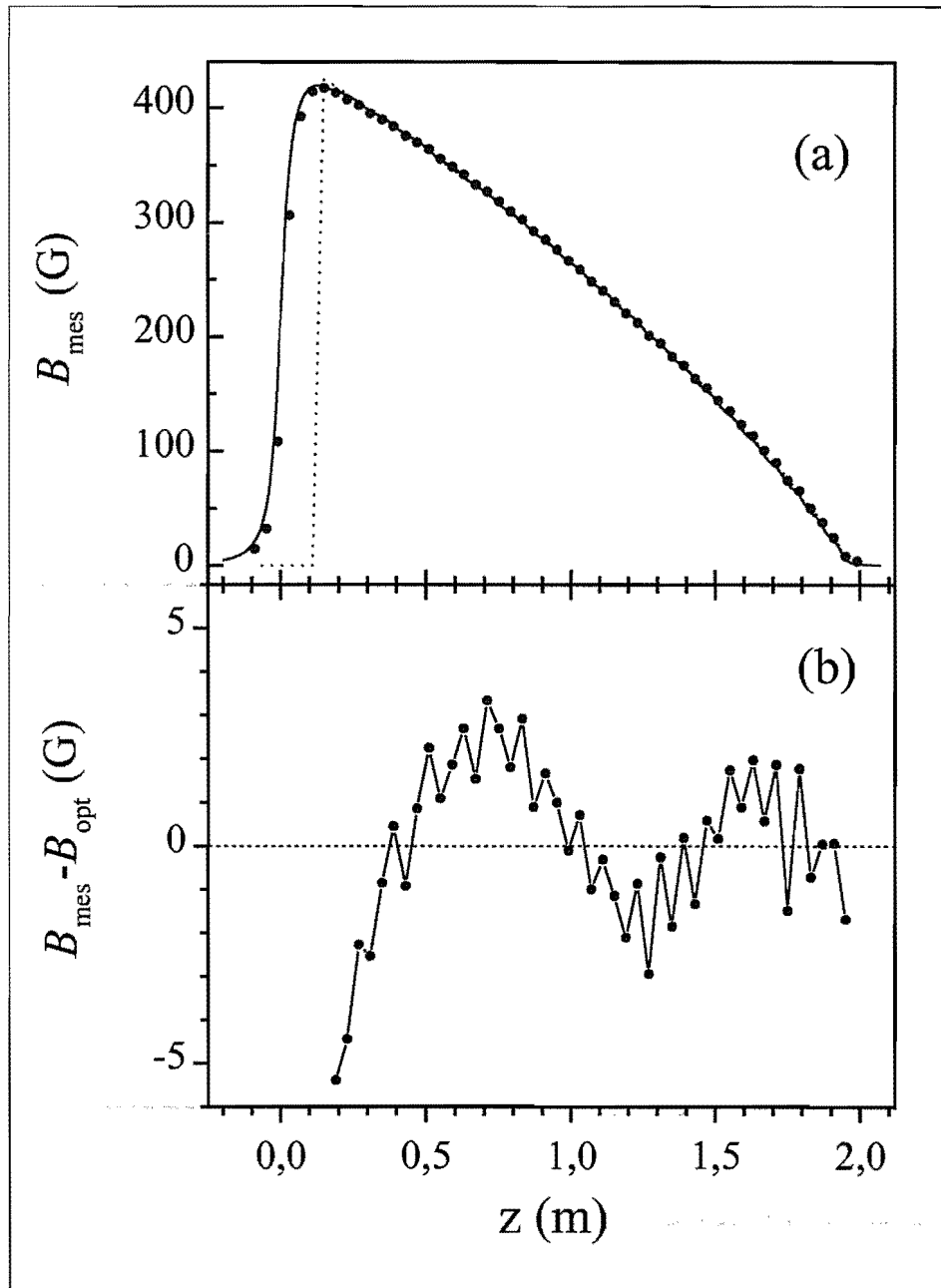


Figure III-36 : Mesure du champ magnétique du ralentisseur.

On a représenté en (a) le profil du champ magnétique mesuré. La composante B_z du champ magnétique est mesurée en fonction de la position z sur l'axe du jet. L'origine des abscisses correspond à l'extrémité du solénoïde. Les cercles correspondent à la mesure effectuée avec une sonde à effet Hall, et la courbe en traits pleins représente le champ calculé en ajoutant les contributions des 20 couches du solénoïde. La courbe en pointillés correspond au profil de champ "idéal" (expression (III.35)).

En (b) figure la différence entre le champ mesuré et le champ idéal. Le "pas" adopté pour cette mesure est juste suffisant pour résoudre les oscillations du champ à l'extrémité de chaque couche.

et bien sûr de séparer ces deux composantes. Ces mesures sont rendues délicates par la nécessité de ne pas interrompre le faisceau laser ralentisseur. Nous avons donc privilégié les méthodes de détection optique pour l'étude du ralentissement. On peut choisir d'observer soit la fluorescence des atomes, soit l'absorption du faisceau sonde, suivant le schéma de la figure (III-38).

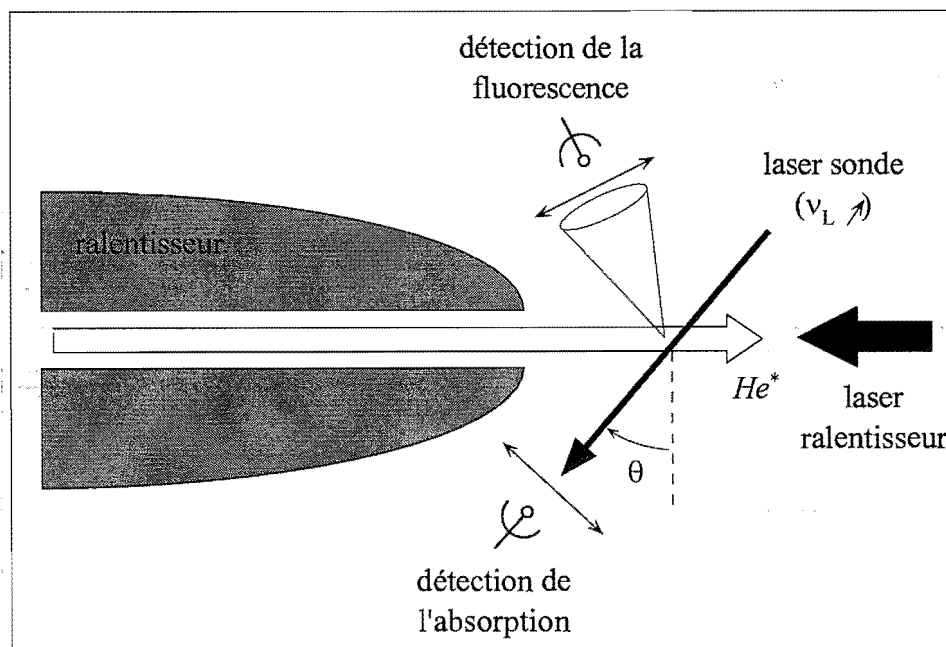


Figure III-38 : **Détection des atomes ralentis.** On utilise les méthodes de détection optique décrites dans la partie [II. 3]. On peut choisir de mesurer la fluorescence ou bien l'absorption. L'utilisation d'un angle θ entre le faisceau sonde et la normale au jet atomique permet de séparer les différentes composantes de vitesse longitudinale.

On envoie un faisceau sonde qui fait un angle θ avec la normale au jet atomique, dont on balaye la fréquence. La résolution en vitesse longitudinale est d'autant meilleure que l'angle θ est proche de $\pi/2$ (pour $\theta = 0$, on interagit simultanément avec toutes les vitesses longitudinales). La discussion de la partie [II. 3] a déjà fait apparaître les avantages et inconvénients des techniques de fluorescence et d'absorption. Dans le cas de la détection des atomes ralentis, certaines contraintes supplémentaires apparaissent.

L'observation de la fluorescence nécessite un alignement délicat, du fait de la faiblesse du signal détecté. Il est également difficile de garantir que l'on image sur le détecteur la totalité de l'intersection de la sonde et du faisceau atomique, ce dernier atteignant des diamètres importants en fin de ralentissement. D'autre part, on est amené à moyennner le signal pendant une durée relativement longue pour améliorer le rapport signal à bruit.

La mesure d'absorption par la méthode de modulation de fréquence (voir paragraphe [II. 3. E. 1]) permet de s'affranchir de ces problèmes. Le bon rapport signal à bruit obtenu par cette technique autorise un temps de réponse plus court, et permet donc l'optimisation en temps réel des paramètres du ralentissement (courant du solénoïde, polarisation du laser ralentisseur). L'emploi d'une sonde suffisamment large permet de s'assurer que l'on détecte tous les atomes du jet ralenti, ce qui autorise des mesures quantitatives. Enfin, la sensibilité intrinsèque de cette méthode à la dérivée de la distribution de vitesses sondée la rend appropriée pour la détection

des atomes ralentis : la distribution des vitesses longitudinales est en effet considérablement comprimée lors du ralentissement.

Pour illustrer cette dernière remarque, considérons les exemples de signaux reportés sur la figure (III-39).

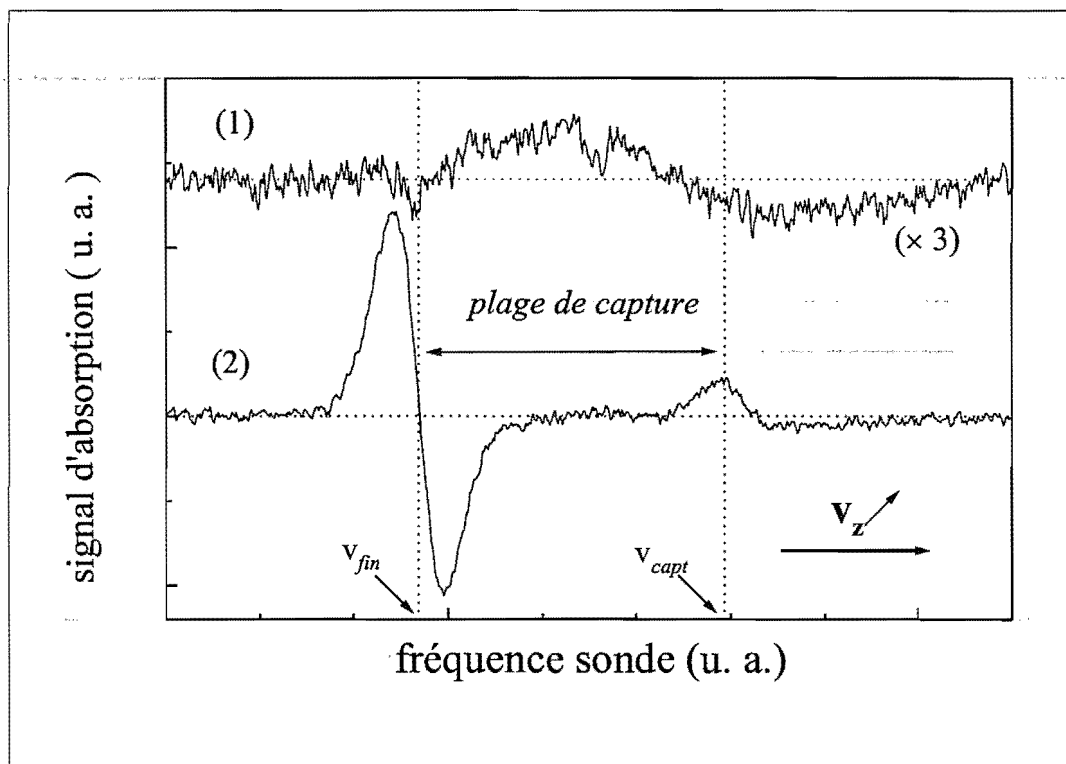


Figure III-39 : **Observation des atomes ralentis en absorption.** On utilise la méthode de la modulation de fréquence pour analyser la distribution des vitesses longitudinales du jet atomique. Ces profils ont été obtenus à l'aide d'un faisceau sonde proche de la perpendiculaire au jet atomique ($\theta \simeq 4^\circ$).

La courbe (1) correspond à la distribution des atomes en l'absence de ralentissement. Noter que l'amplitude du signal a été multipliée par un facteur 3.

Le profil (2) a été obtenu pour un courant de $3,5 \text{ A}$ dans le solénoïde ($\rightarrow B_{\max} = 419 \text{ G}$), et un désaccord $\delta_L = -584 \text{ MHz}$ pour le laser ralentisseur. On observe un signal de dispersion correspondant aux atomes ralentis à v_{fin} ; la "bosse" à fréquence plus élevée correspond à la vitesse maximale v_{capt} capturée par le ralentisseur. La plage de capture du ralentisseur est donnée par : $v_{capt} - v_{fin} = \lambda (\mu / 2\pi) B_{\max}$.

On a tracé sur cette figure le signal issu de la détection synchrone en fonction de la fréquence de la sonde, pour un angle θ d'environ 4° . Le profil (1) correspond à la distribution atomique observée en l'absence de ralentissement (on notera que le signal a été multiplié par un facteur 3). Malgré la faible valeur de l'angle θ , la largeur de la distribution de vitesse sondée (i.e. dans la direction de propagation de la sonde) est dominée par celle de la distribution longitudinale ($\sim 500 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) : la distribution sondée est donc large, ce qui explique que le signal dérivé est faible.

Lorsque le ralentissement est mis en oeuvre (courbe (2)), on observe un profil de dispersion d'amplitude beaucoup plus élevée, correspondant aux atomes ralentis et centré sur la vitesse finale v_{fin} . L'amplitude importante du signal est due à la compression des vitesses longitudinales associée au ralentissement, ainsi qu'à la vitesse moyenne plus faible des atomes (voir expression (II.25)). On note également la présence d'un pic de signal correspondant à une vitesse plus élevée v_{capt} : celui-ci marque la position de la vitesse maximale décélérée par le ralentisseur. En effet, la distribution atomique présente à cet endroit une variation brutale de pente (voir par exemple le profil (b)(2) de la figure (III-40)). La vitesse maximale capturée v_{capt} est donnée par (voir expression (III.29)) :

$$v_{capt} = v_{fin} + \frac{\mu B_{max}}{k} \quad (III.45)$$

On constate qu'il est tout à fait possible, malgré la faible valeur de l'angle utilisé, de discriminer les atomes ralentis des atomes non ralentis ($v_z > v_{capt}$).

2) Etude du ralentissement

On s'intéresse ici au processus du ralentissement. Nous analysons en détail le phénomène du décrochage, qui limite le flux d'atomes ralentis.

Sur la figure (III-40), nous avons représenté une série de courbes obtenues par mesure de la fluorescence en sortie du ralentisseur.

On observe sur cette figure les distributions des vitesses longitudinales dans le jet atomique, pour différentes valeurs du désaccord δ_L du laser ralentisseur et du courant dans le solénoïde (c'est-à-dire du champ magnétique maximal B_{max}). Ces profils ont été obtenus grâce à une sonde saturante ($s_0 \simeq 40$), faisant un angle $\theta = 18^\circ$ avec la normale au jet atomique. Les signaux sont moyennés sur une cinquantaine de cycles d'acquisition.

La série de courbes reportée sur la figure (III-40)(a) a été obtenue pour un désaccord fixe $\delta_L \simeq -750 \text{ MHz}$ du laser ralentisseur, en augmentant progressivement le courant dans le bobinage et donc le champ magnétique B_{max} . On observe qu'au fur et à mesure que l'on augmente B_{max} , la vitesse de capture v_{capt} , c'est-à-dire la vitesse longitudinale maximale affectée par le ralentissement, augmente. On capture donc une proportion croissante de la distribution initiale, ce qui se traduit par une augmentation de l'intensité du pic "ralenti" (profils (1) à (5)). Toutefois, pour $B_{max} = 479 \text{ G}$ (profil (6)), un changement radical intervient : le pic d'atomes ralentis jusqu'à v_{fin} disparaît, et on observe une distribution très large en sortie du ralentisseur : c'est le décrochage. Nous allons dans ce qui suit nous intéresser aux mécanismes qui interviennent dans ce phénomène.

Les courbes de la figure (III-40)(b) correspondent cette fois-ci à un champ magnétique fixé, caractérisé par $B_{max} = 420 \text{ G}$; le paramètre qui varie est ici le désaccord δ_L du laser ralentisseur, qui détermine la vitesse finale v_{fin} des atomes ralentis. Lorsque l'on augmente δ_L , on déplace la plage de ralentissement vers les vitesses élevées : on observe bien une augmentation simultanée de v_{capt} et de v_{fin} . Sur la courbe (5), correspondant à un désaccord $\delta_L = -905 \text{ MHz}$, on observe à nouveau une manifestation du décrochage.

Un examen plus attentif des courbes de la figure (III-40) permet de remarquer que le pic d'atomes ralentis est toujours situé légèrement en-deçà de la valeur attendue. Ce phénomène est illustré de façon plus précise sur la figure (III-41), où l'on a reporté la vitesse atomique finale v_{fin} en fonction du désaccord δ_L .

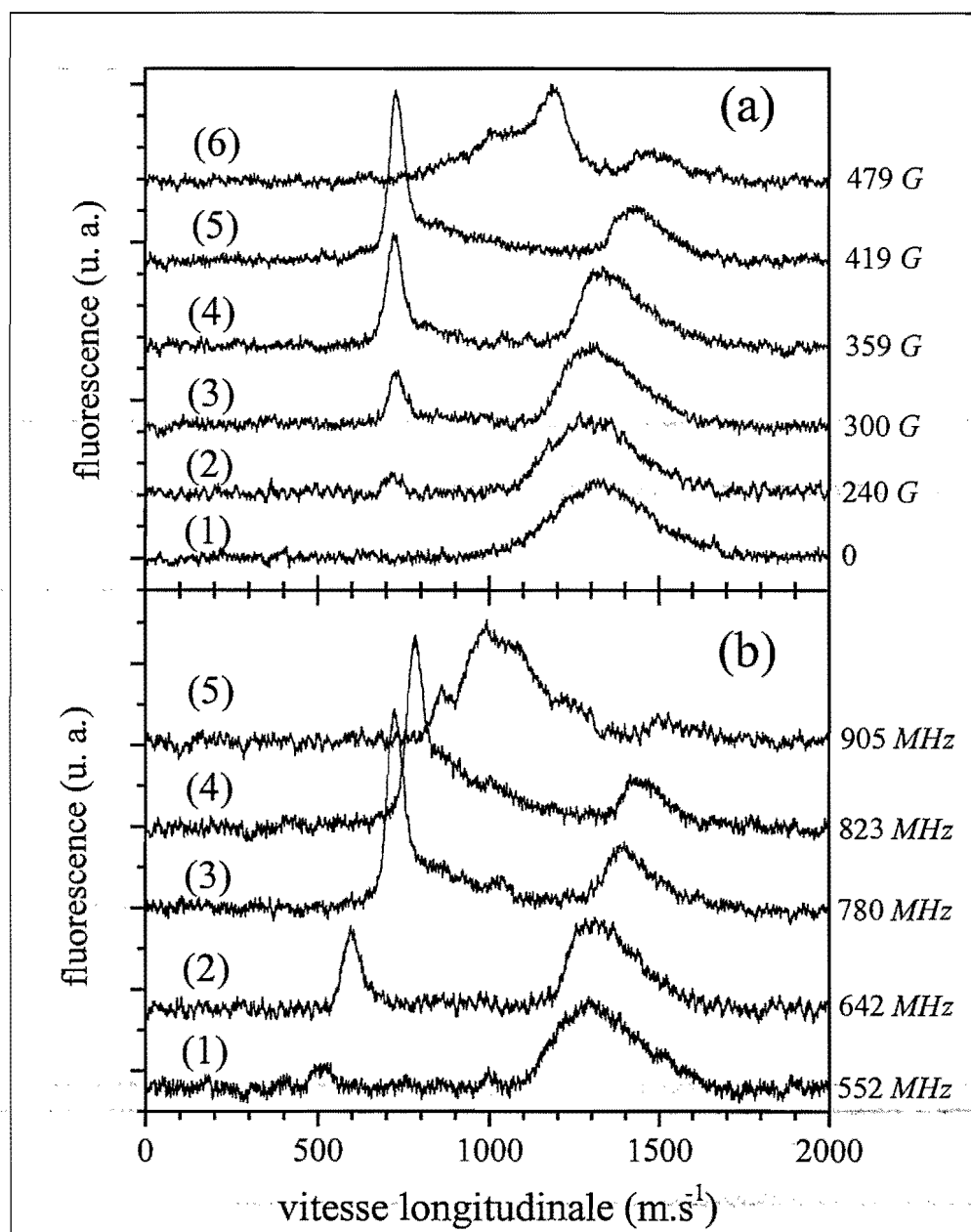


Figure III-40 : **Observation des vitesses longitudinales en présence du ralentissement.** Ces courbes sont obtenues par mesure de la fluorescence en sortie du ralentisseur.

En (a), on a fixé le désaccord du ralentisseur à $\delta_L \simeq -750$ MHz. On augmente progressivement le courant i dans le solénoïde : (1) : $i = 0$; (2) : $i = 2$ A ($B_{\max} = 240$ G) ; (3) : $i = 2,5$ A ($B_{\max} = 300$ G) ; (4) : $i = 3$ A ($B_{\max} = 359$ G) ; (5) : $i = 3,5$ A ($B_{\max} = 419$ G) ; (6) : $i = 4$ A ($B_{\max} = 479$ G).

En (b), on a fixé le courant i à 3,5 A ($B_{\max} = 419$ G). On augmente progressivement le désaccord δ_L . (1) : $\delta_L = -552$ MHz ; (2) : $\delta_L = -642$ MHz ; (3) : $\delta_L = -780$ MHz ; (4) : $\delta_L = -823$ MHz ; (5) : $\delta_L = -905$ MHz. On observe dans les deux cas un décrochage (disparition des atomes à la vitesse finale v_{fin}), qui se produit entre les profils (5) et (6) pour (a), et entre (4) et (5) pour (b).

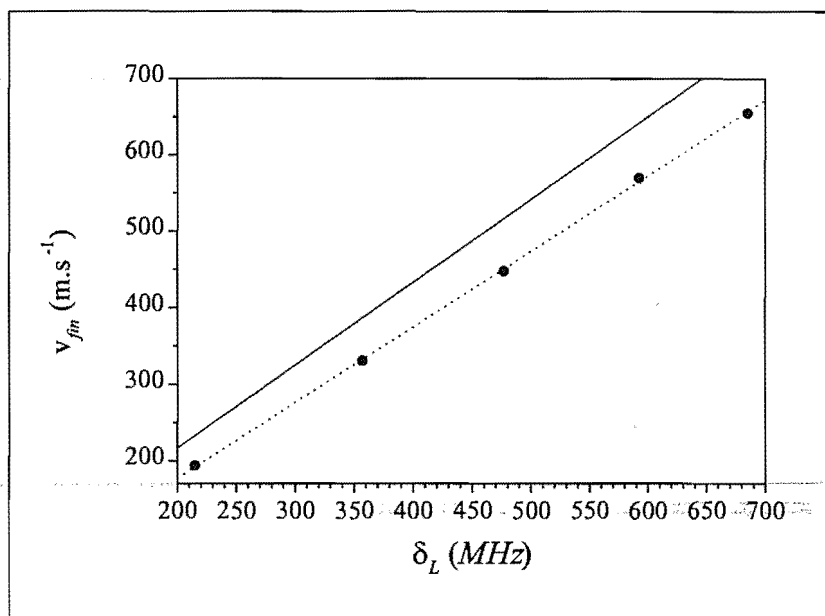


Figure III-41 : Vitesse finale des atomes en fonction du désaccord du laser ralentisseur. On a reporté la position du pic des atomes ralentis en fonction du désaccord δ_R (cercles pleins) ; on observe bien une relation affine entre ces deux quantités (ajustement en pointillés). On constate cependant que les points expérimentaux sont situés en-dessous de la courbe théorique (traits pleins), d'une valeur d'en moyenne $50 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

On observe bien une relation affine entre v_{fin} et δ_L ; cependant, les points expérimentaux sont situés en-dessous de la courbe théorique (traits pleins), obtenue par la relation :

$$v_{fin} = -\frac{\delta_L}{k} \quad (\text{III.46})$$

Le décalage observé croît avec δ_L , avec une valeur en milieu de plage d'environ $50 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Cette différence ne semble pas être imputable à une incertitude expérimentale, par exemple sur la valeur de l'angle θ ($\Delta\theta \sim 0,3^\circ$) ou du désaccord δ_L ($\Delta\delta_L \sim 5 \text{ MHz}$).

On peut mentionner deux phénomènes pouvant expliquer cette différence. Tout d'abord, le désaccord total δ entre l'atome et le laser au cours du ralentissement n'est pas strictement nul (égalité (III.28)), et dépend de l'accélération imposée par la variation du champ magnétique. L'égalité (III.46) n'est donc vérifiée que lorsque la décélération imposée est égale à la valeur maximale a_{max} . Plus l'accélération imposée est faible, et plus la vitesse finale v_{fin} diffère de celle donnée par l'expression (III.46), ce qui est qualitativement en accord avec l'évolution observée sur la figure (III-41). Par ailleurs, les atomes qui émergent du ralentisseur ($B = 0$) sont toujours proches de la résonance avec le laser ralentisseur, et continuent donc à être décélérés pendant un certain temps.

3) Analyse du décrochage

Nous étudions dans cette partie le décrochage dans notre ralentisseur Zeeman. On a pu voir sur les profils de vitesse de la figure (III-40) que la plage de capture du ralentisseur est limitée

par ce phénomène, et donc le flux d'atomes ralentis en sortie du système. En nous basant sur l'analyse très générale qui a été donnée dans les rappels (voir inégalité (III.32)), nous allons introduire une visualisation graphique permettant de prédire le point de décrochage en fonction des valeurs prises par le désaccord δ_L et le champ magnétique maximal B_0 . Elle nous permettra de discuter de manière simple les résultats expérimentaux obtenus. Nous discutons également du rôle des irrégularités du profil de champ magnétique dans le décrochage

Mécanisme du décrochage

Nous en avons déjà introduit la notion de décrochage dans les rappels sur le principe du ralentissement Zeeman. L'atome ne pourra suivre un profil de champ magnétique de pente $\partial B/\partial z$ que si l'accélération qui lui est imposée est inférieure à l'accélération maximale communiquée par la pression de radiation¹²; cette condition conduit à l'inégalité (III.32). Celle-ci doit être satisfaite en tout point de l'axe Oz à l'intérieur du ralentisseur:

$$\left| \frac{\partial B}{\partial z}(z) \right| \leq \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0(z)}{1 + s_0(z)} \frac{k v_{rec}}{\mu v_z(z)} \quad (\text{III.47})$$

Dans cette expression, on s'est placé dans le cas général où le paramètre de saturation s_0 n'est pas nécessairement très grand devant l'unité. On a également pris en compte la dépendance spatiale de l'intensité laser lorsque le faisceau ralentisseur est focalisé. Cependant, le faisceau laser ralentisseur que nous utilisons est fortement saturant en tout point du ralentisseur; on se contentera donc dans la suite de prendre $s_0(z)/(1 + s_0(z)) \sim 1$, pour tout z . La vitesse longitudinale d'un atome en cours de ralentissement est également une fonction de la position dans le ralentisseur, donnée par l'expression (III.34).

Champ moyen

Nous voulons analyser les courbes de la figure (III-40) en utilisant le critère donné par l'inégalité (III.47). Il est pratique, pour y parvenir, de raisonner non pas en terme de position z dans le ralentisseur comme dans l'inégalité (III.47), mais plutôt en fonction de la vitesse v_z de l'atome en cours de ralentissement. Pour ce faire, nous devons calculer la pente de champ magnétique "vue" par un atome se propageant à la vitesse v_z . Dans un premier temps, nous négligeons les marches qui existent dans le profil du champ réel, pour ne considérer que le champ "moyen" $\tilde{B}(z)$ dont le profil est très proche de celui du champ "idéal" donnée par l'expression (III.35). Le seul paramètre variable est ici le courant i qui circule dans le solénoïde, qui détermine la valeur maximale du champ magnétique. Nous écrivons donc le champ magnétique au point z sous la forme :

$$\tilde{B}(i, z) = \frac{i}{i_0} \frac{k}{\mu} \left(v_{ini} \sqrt{1 - z/z_0} - v_{fin} \right) \quad (\text{III.48})$$

où le paramètre z_0 vaut :

$$z_0 = \frac{1,5 v_{ini}^2}{2 |a_{max}|} \simeq 2,34 \text{ m} \quad (\text{III.49})$$

¹² c'est la condition de "suivi adiabatique" des auteurs de la référence [66].

La pente du profil de champ magnétique s'obtient en dérivant l'expression (III.48) :

$$\left| \frac{\partial \tilde{B}}{\partial z}(i, z) \right| = \frac{i k v_{ini}}{i_0 \mu z_0} \frac{1}{2\sqrt{1 - z/z_0}} \quad (\text{III.50})$$

La pente que nous venons de calculer est fixée par les paramètres géométriques adoptés pour le solénoïde, et par le courant i qui est l'unique paramètre ajustable. La quantité que nous voulons obtenir est la pente ressentie par un atome animé d'une vitesse v_z : il nous faut donc pour cela calculer la position z_{int} de cet atome dans le ralentisseur, et la reporter dans l'expression ci-dessus.

Cette position z_{int} dépend de la vitesse atomique, du courant dans le solénoïde et du désaccord du laser. On l'obtient en remplaçant, dans la condition de résonance (III.28), $B(z)$ par sa forme analytique (III.48). Après remplacement dans l'expression (III.50), on obtient finalement la pente p vue par l'atome :

$$p(v_z, i, \delta_L) = \left| \frac{\partial \tilde{B}}{\partial z}(i, z = z_{int}(v_z)) \right| = \frac{|a_{max}| k}{1,5 \mu v_z + \delta_L/k + (i/i_0) v_{fin}} \frac{(i/i_0)^2}{v_{fin}} \quad (\text{III.51})$$

Nous pouvons maintenant reporter l'expression ci-dessus dans l'inégalité (III.47), qu'il est alors plus commode de représenter sous forme graphique. La figure (III-42) donne un exemple de cette représentation.

On a donc tracé sur la figure (III-42) la pente du profil de champ magnétique $\partial B/\partial z$ en fonction de la vitesse des atomes dans le ralentisseur. La courbe en pointillés représente le terme de droite de l'inégalité (III.47), c'est-à-dire la pente maximale qu'un atome peut suivre sans décrocher. Les courbes en traits pleins correspondent à la pente effective "vue" par un atome dans le ralentisseur, pour différents jeux de paramètres : (1) $\delta_L = -900 \text{ MHz}$ et $i = 3,5 \text{ A}$, et (2) $\delta_L = -300 \text{ MHz}$ et $i = 5,5 \text{ A}$. Elles ont été tracées sur la plage de ralentissement définie par $v_{fin} \leq v_z \leq v_{max}$.

Le comportement d'un atome décéléré diffère dans les deux cas de figure. Dans la situation du (1), l'inégalité (III.47) est satisfaite pour $v_z \geq v_d^1$: les atomes initialement plus rapides vont donc être partiellement ralentis jusqu'à v_d^1 , valeur à laquelle le décrochage va se produire. Les atomes de vitesse initiale $v_z < v_d^1$, quand à eux, ne sont pas ralentis. En définitive, aucun atome n'atteint la vitesse finale v_f dans ce cas. Dans le cas de la courbe (2), tous les atomes de vitesse initiale $v_z \leq v_d^2$ sont correctement ralentis jusqu'à v_f , tandis que les atomes plus rapides ne sont pas ralentis.

Nous allons maintenant utiliser la représentation ci-dessus pour analyser les courbes de la figure (III-40). Intéressons-nous tout d'abord à l'effet du courant ; la figure (III-43) reprend l'analyse effectuée ci-dessus pour les courbes (4), (5) et (6) de la figure (III-40)(b).

Les courbes en traits pleins représentent la pente effective p donnée par l'expression (III.51), pour différentes valeurs de courant qui correspondent aux courbes (4), (5) et (6) de la figure (III-40) (a). Chacune de ces courbes est tracée sur la plage de ralentissement en vitesse du ralentisseur, définie par $v_f \leq v_z \leq v_{max}$. La courbe en pointillés représente la pente maximale autorisée par la pression de radiation. On a également fait figurer la distribution initiale des vitesses longitudinales atomiques.

On constate que la condition (III.47) est satisfaite sur toute la plage de ralentissement pour $i \leq 3,5 \text{ A}$, ce qui est en accord avec l'absence de décrochage pour les courbes (4) et (5). En revanche, pour $i = 4 \text{ A}$, la pente effective est supérieure à la pente maximale pour $v_z < v_d \simeq 1250 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

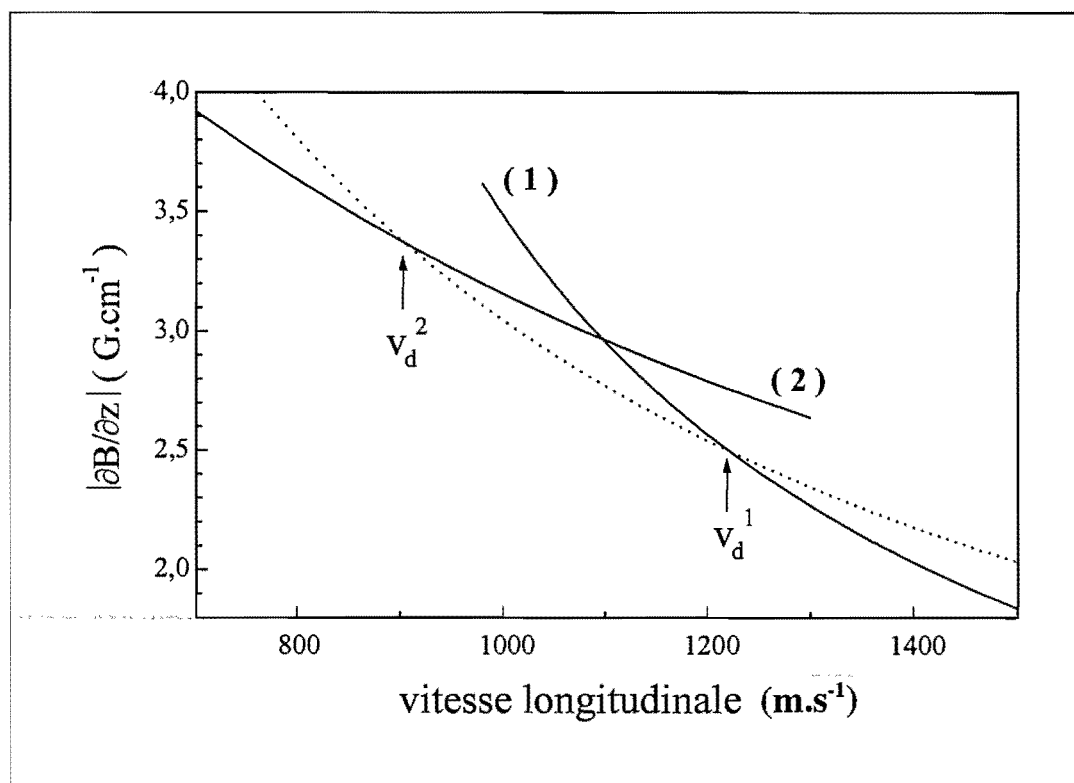


Figure III-42 : **Condition de décrochage : représentation graphique.** On a tracé la pente (en valeur absolue) du profil de champ magnétique vue par un atome en cours de décélération, en fonction de sa vitesse longitudinale. La courbe en pointillés correspond à la pente maximale autorisée par la pression de radiation (inégalité (III.32)). Les courbes en traits pleins décrivent les pentes effectives ressenties par un atome dans le ralentisseur, pour deux jeux de paramètres : (1) $\delta_L = -900$ MHz et $i = 3,5$ A ; (2) $\delta_L = -300$ MHz et $i = 5,5$ A.

On s'attend donc à observer un pic d'atomes partiellement ralentis aux alentours de cette valeur, ce qui est effectivement le cas sur la courbe (6).

De la même manière, la figure (III-44) illustre les prédictions de ce modèle simple dans

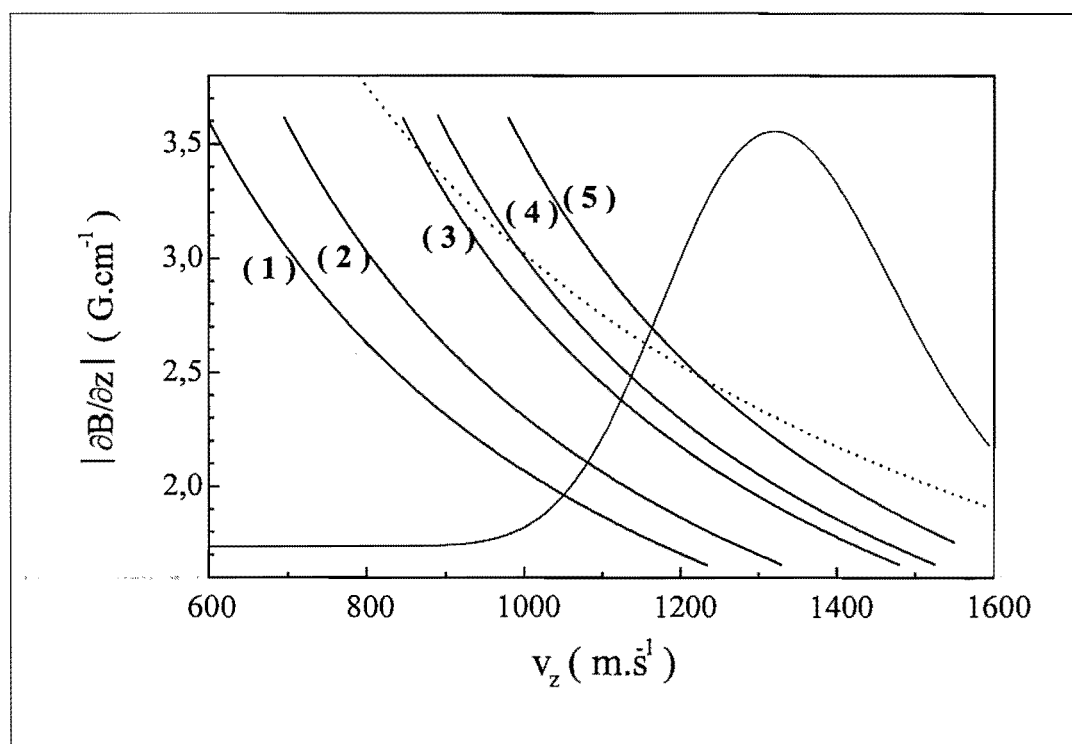


Figure III-44 : **Décrochage : effet du désaccord.** On utilise la même représentation que dans la figure (III-43), avec les paramètres de la figure (III-40)(b). Le champ magnétique est fixé et sa valeur maximale vaut $B_{\max} = 419 \text{ G}$. Les courbes ne traits pleins correspondent à différentes valeurs du désaccord δ_L : (1) $\rightarrow \delta_L = -552 \text{ MHz}$; (2) $\rightarrow \delta_L = -642 \text{ MHz}$; (3) $\rightarrow \delta_L = -780 \text{ MHz}$; (4) $\rightarrow \delta_L = -823 \text{ MHz}$; (5) $\rightarrow \delta_L = -905 \text{ MHz}$. On a également fait figurer la distribution de vitesse initiale dans les conditions de la figure (III-40).

Dans le cas du profil moyen, l'atome est correctement ralenti. En revanche, en présence des irrégularités, l'atome décroche pour $v_z \simeq 900 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ($\Leftrightarrow z \simeq 1,3 \text{ m}$). On observe en (b) les oscillations de l'accélération au passage des marches de champ magnétique; au début de la décélération, l'atome "suit" les oscillations du champ magnétique, puis il prend du retard, ce qui se traduit par l'apparition d'oscillations avec une période plus courte. Enfin, pour $z \simeq 1,3 \text{ m}$, l'atome décroche, ce qui se traduit par une chute brutale de l'accélération à zéro.

Il faut ici souligner le rôle de l'intensité laser dans ce processus : plus celle-ci est élevée et plus la "plage de stabilité" associée au ralentissement est importante. L'atome résistera mieux aux fluctuations rapides du désaccord Zeeman pour une forte intensité du laser ralentisseur.

Les irrégularités du profil de champ magnétique contribuent donc à abaisser le seuil de décrochage, d'une quantité que nous avons cherché à estimer. Pour ce faire, nous avons mesuré le seuil de décrochage pour différents paramètres du ralentissement, comme cela est illustré sur la figure (III-46).

On a reporté sur cette figure le nombre d'atomes ralentis en fonction du courant dans le solénoïde, pour différents désaccords du laser ralentisseur. Cette mesure a été réalisée en absorption par la méthode de modulation de fréquence. Les différentes courbes correspondent à diverses valeurs du désaccord du laser ralentisseur : (1) $\rightarrow \delta_L = -685 \text{ MHz}$; (2) $\rightarrow \delta_L = -592 \text{ MHz}$; (3) $\rightarrow \delta_L = -477 \text{ MHz}$; (4) $\rightarrow \delta_L = -357 \text{ MHz}$; (5) $\rightarrow \delta_L = -215$

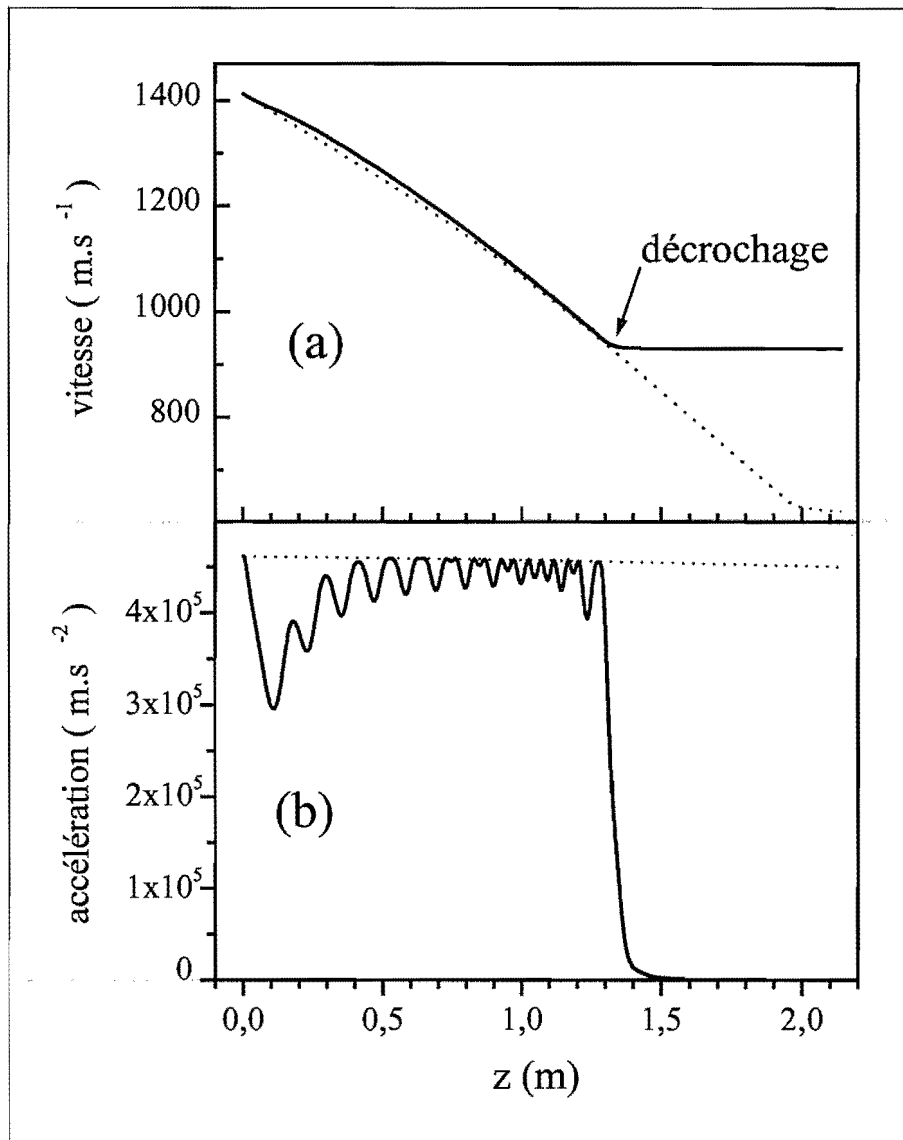


Figure III-45 : Influence des irrégularités du profil de champ magnétique. On a tracé sur cette figure la vitesse (a) et l'accélération (b) calculées en fonction de la position z dans le ralentisseur, pour une vitesse initiale $v_z = 1400 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ($\delta_L = -592 \text{ MHz}$, $i = 4,25 \text{ A}$). La saturation à résonance s_0 vaut 360 en début ($z = 0$) et 40 en fin ($z = 2 \text{ m}$) de ralentissement.

(a) : la courbe en traits pleins correspond à l'évolution de la vitesse dans le champ magnétique "réel"; on observe que l'atome décroche pour $z \simeq 1,3 \text{ m}$. La courbe en pointillés est obtenue pour le champ magnétique "idéale" (expression (III.35)); il n'y a pas décrochage dans ce cas.

(b) : la courbe en traits pleins représente l'accélération de l'atome dans le champ "réel"; on note les oscillations lorsque l'atome passe à proximité de l'extrémité d'un solénoïde. On a représenté en pointillés l'accélération maximale fournie par la pression de radiation.

MHz. Pour chaque courbe, on observe une augmentation régulière du nombre d'atomes ralentis avec le courant (et donc le champ magnétique maximal): la plage de ralentissement augmente, on ralentit donc une proportion de plus en plus importante de la distribution ato-

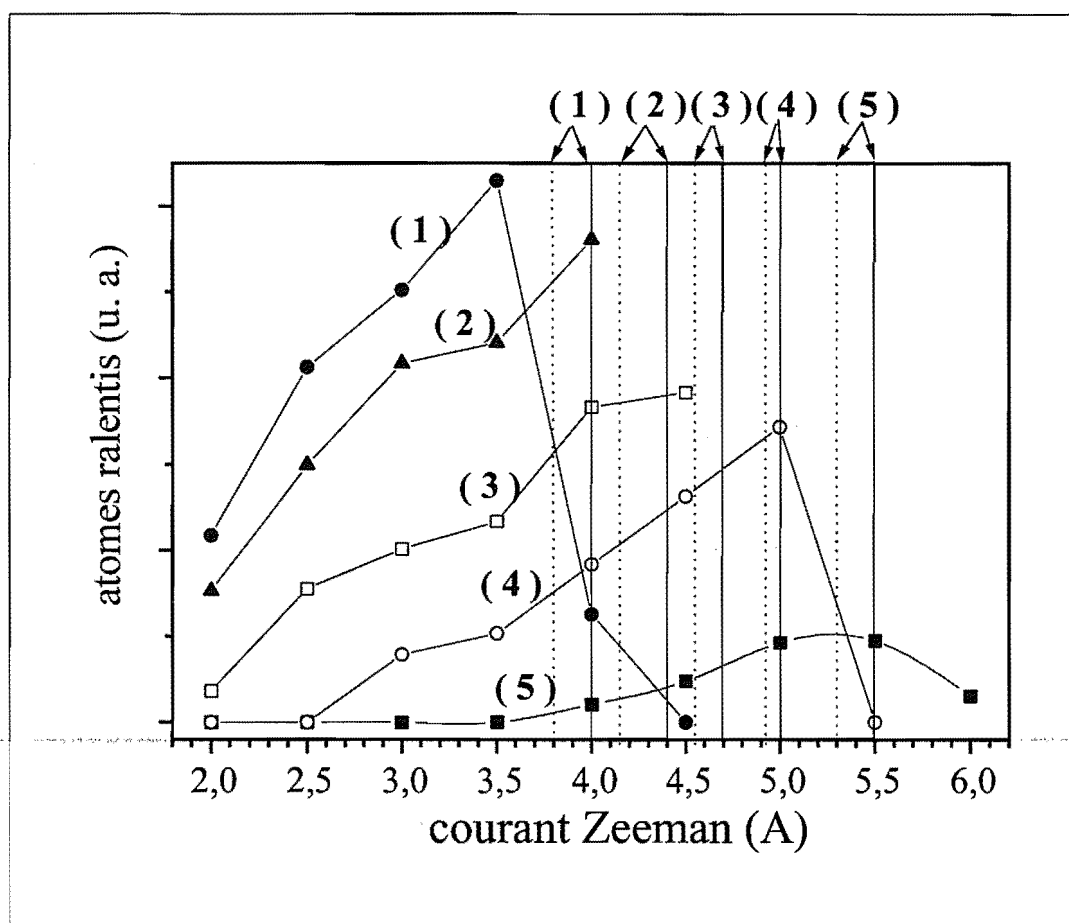


Figure III-46 : **Mesure du seuil de décrochage.** On a reporté sur cette figure le nombre d'atomes ralentis, mesuré par absorption, en fonction du courant circulant dans le solénoïde. Les différentes courbes correspondent à diverses valeurs du désaccord laser : (1) $\rightarrow \delta_L = -685$ MHz ; (2) $\rightarrow \delta_L = -592$ MHz ; (3) $\rightarrow \delta_L = -477$ MHz ; (4) $\rightarrow \delta_L = -357$ MHz ; (5) $\rightarrow \delta_L = -215$ MHz. Les lignes verticales en traits pleins matérialisent pour chaque courbe le seuil de décrochage attendu pour un champ magnétique "idéal" ; les lignes en pointillés correspondent au seuil de décrochage dans les mêmes conditions, mais en prenant cette fois en compte les irrégularités du champ magnétique "réel" (la position du seuil est estimée grâce à une simulation numérique de la trajectoire (voir figure (III-45)).

mique initiale. Au-delà d'un certain courant seuil, le nombre d'atomes ralentis chute rapidement : c'est le décrochage. Les lignes verticales matérialisent la position théorique du seuil de décrochage pour le champ moyen (traits pleins), et le champ "réel" (pointillés). La position du seuil dans le cas du champ "réel" a été estimée par simulation numérique de la trajectoire des atomes ralentis, dont un exemple est donné sur la figure (III-45).

On constate sur la figure (III-46) que notre analyse du décrochage rend assez bien compte du comportement observé expérimentalement. On observe, tout comme sur la figure (III-40), que les atomes décrochent toujours un peu avant le seuil prévu avec le champ "idéal" (droites verticales en traits pleins), ce qui peut dans une certaine mesure être attribué aux irrégularités du profil de champ magnétique réel (droites verticales pointillées). Le fait que cet écart entre

l'expérience et la prédiction du modèle reste relativement modeste signifie que l'on a bien pris en compte les mécanismes dominants qui interviennent dans le ralentissement.

4) Performances du ralentissement

Nous avons, dans ce qui précède, analysé le processus du ralentissement des atomes et notamment les mécanismes du décrochage. Nous cherchons maintenant à chiffrer les performances de notre ralentisseur. Plus précisément, nous voulons connaître la proportion de la distribution atomique initiale effectivement ralentie.

Comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe sur la détection des atomes ralentis, l'utilisation des profils de fluorescence ne nous permet pas d'obtenir de manière fiable cette quantité. On utilise donc la mesure d'absorption. La proportion d'atomes ralentis est obtenue en effectuant le rapport des aires sous les profils d'absorption correspondant aux atomes ralentis et non ralentis.

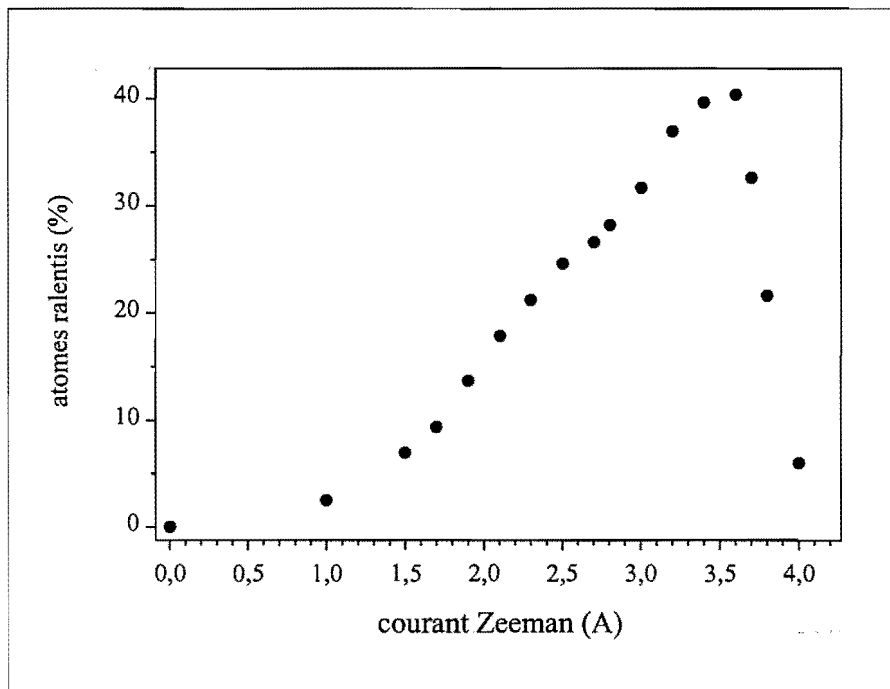


Figure III-47 : Proportion d'atomes ralentis dans le jet. On a reporté le nombre d'atomes ralentis, exprimé en pourcentage du nombre total d'atomes dans le jet, en fonction du courant dans le solénoïde. Le désaccord du laser ralentisseur vaut $\delta_R = -584 \text{ MHz}$ ($v_{fin} \simeq 630 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$). La distribution initiale des vitesses longitudinales est centrée sur $\bar{v}_z \simeq 1340 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Sur la figure (III-47), nous avons reporté la proportion d'atomes ralentis mesurée en fonction du courant dans le solénoïde, pour un désaccord $\delta_L = -584 \text{ MHz}$ du laser ralentisseur.

On constate que l'on ralentit, dans ce cas, une proportion maximale d'environ 40 % de la distribution initiale. Dans les mêmes conditions, on a également mesuré une proportion d'atomes ralentis de 25 % pour une vitesse finale $v_{fin} = 315 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Soulignons que ces valeurs ont été obtenues avec une distribution atomique initiale relativement rapide ($\bar{v}_z \simeq 1340 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$). Des améliorations de la source sont prévues, qui devraient nous permettre d'obtenir une distribution

initiale centrée autour de $\bar{v}_z \simeq 1000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$; on pourra alors ralentir la presque totalité du jet atomique.

Nous avons également cherché à mesurer la dispersion résiduelle des vitesses longitudinales *après* ralentissement. On peut en effet montrer [64]; en se plaçant dans le référentiel uniformément décéléré, que les atomes en cours de ralentissement subissent une force de friction. Le passage dans le ralentisseur a donc pour effet non seulement de diminuer la vitesse moyenne des atomes, mais également de comprimer fortement la distribution des vitesses longitudinales. Pour effectuer cette mesure, on a utilisé un faisceau laser sonde faisant un angle faible avec la direction du jet atomique ($\simeq 20^\circ \rightarrow \theta = 70^\circ$); dans cette situation, la largeur de la distribution atomique sondée est dominée par la dispersion des vitesses longitudinales. A l'aide d'un miroir de renvoi placé sous vide, le faisceau sonde est dirigé sur une photodiode qui détecte l'absorption. La largeur fréquentielle du profil d'absorption mesurée vaut $\Delta\nu_{long} = 6,6 \text{ MHz}$ (largeur totale à mi-hauteur). Cette valeur n'est que légèrement supérieure à la limite de résolution de la méthode de mesure, estimée à environ 6 MHz . Nous en concluons que la largeur de la distribution longitudinale des atomes ralentis est certainement inférieure à $6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

5) Diffusion transverse

Le phénomène de diffusion transverse qui accompagne le ralentissement d'un jet atomique par la force de pression de radiation a été signalé par plusieurs auteurs [53, 38, 32]. Le jet atomique s'étale transversalement au cours du ralentissement, et son intensité diminue. Nous avons déjà évoqué, dans l'introduction de cette partie du mémoire, l'importance particulière que prend ce phénomène dans le cas de l'hélium métastable. Nous avons pu, en employant la technique de la sonde balayée décrite dans la section [III. 3. E], observer expérimentalement la diffusion transverse du jet d' He^* au cours du ralentissement. Pour ce faire, nous avons mesuré la section transverse de la composante *ralentie* du jet atomique, à une distance d'environ 70 cm en aval de la sortie du ralentisseur, et fait varier le désaccord du laser ralentisseur (c'est-à-dire la vitesse finale des atomes).

La figure (III-48) illustre l'évolution observée de la section transverse du faisceau atomique ralenti.

Pour chaque point expérimental, la valeur du courant dans le solénoïde a été réajustée de façon à maximiser le nombre d'atomes ralentis. On observe une augmentation régulière du diamètre du faisceau atomique au fur et à mesure que la vitesse finale est diminuée. Ceci est qualitativement en accord avec le comportement décrit dans l'introduction: plus l'on ralentit les atomes (i.e. plus le nombre de photons diffusés est élevé) et plus la diffusion transverse est importante. La taille observée est du même ordre de grandeur que ce que l'on attend d'après l'expression (intro.1+2) (voir figure (III-2)). Cependant, signalons qu'il n'est pas trivial d'analyser de manière plus détaillée l'évolution observée; en effet, la taille mesurée résulte de la composition de plusieurs effets: l'étalement spatial du jet pendant le ralentissement (diffusion spatiale), l'étalement pendant le vol libre jusqu'à la détection (déterminé par la diffusion des vitesses transverses), l'effet de la divergence initiale du jet atomique... Une analyse plus détaillée nécessiterait une simulation Monte-Carlo, avec prise en compte de la convergence du faisceau laser ralentisseur. D'un point de vue expérimental, il serait souhaitable de mesurer la section du faisceau atomique le plus près possible de la sortie du ralentisseur.

Cette mesure nous a cependant permis de vérifier le fait que le jet atomique ralenti atteint un diamètre important (largeur totale à mi-hauteur $\sim 15 \text{ mm}$) pour une vitesse finale de l'ordre

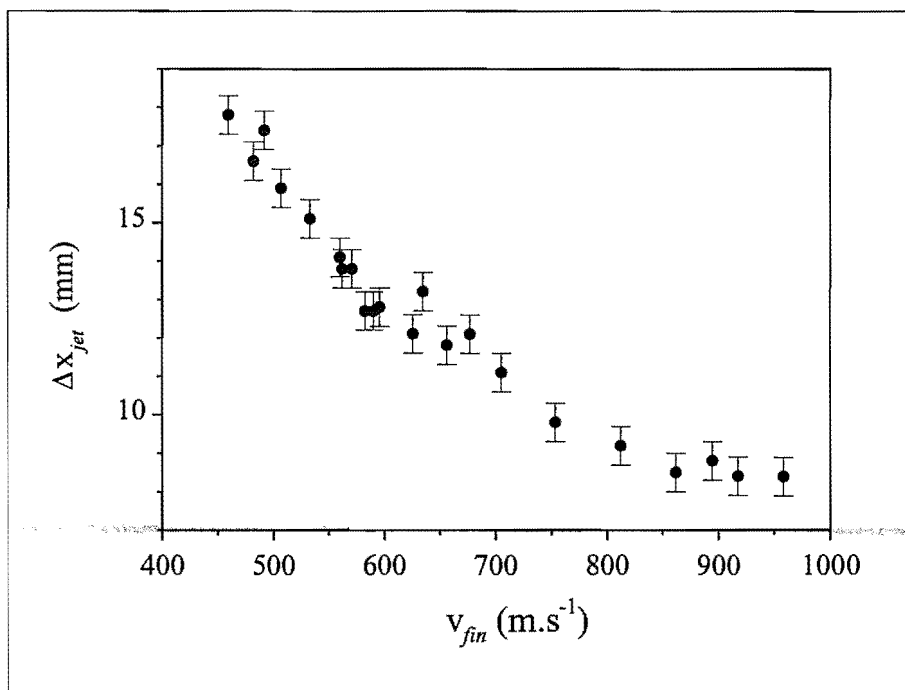


Figure III-48 : **Diffusion transverse au cours du ralentissement : observation expérimentale.** On a mesuré, à l'aide de la technique de la sonde balayée, la section transverse du faisceau atomique en fonction de la vitesse finale des atomes en sortie du ralentisseur. La mesure est effectuée à 70 cm en aval de la sortie du ralentisseur.

de $500 m \cdot s^{-1}$. On s'attend donc à observer, pour des vitesses finales plus faibles, des pertes importantes dues au fait que les atomes sortent du faisceau laser ralentisseur. Cette étude confirme l'intérêt d'un étage intermédiaire de recompression spatiale du faisceau atomique ; le chapitre suivant décrit le "concentrateur" que nous avons développé à cet effet.

Chapitre IV

Le Concentrateur

IV.1 Introduction

L'étude expérimentale de la diffusion transverse que nous avons menée dans la section précédente a confirmé le fait que le jet d' He^* atteint une taille importante (plusieurs centimètres) au cours de la décélération. La conséquence est une diminution considérable de l'intensité du jet atomique qui émerge du ralentisseur à une vitesse finale de quelques dizaines de $m \cdot s^{-1}$. On peut donc potentiellement réaliser un gain important sur l'intensité finale du jet atomique si l'on est capable d'effectuer une recompression spatiale de celui-ci en un point intermédiaire du ralentissement.

Ces dernières années ont vu l'apparition de dispositifs permettant d'augmenter considérablement l'intensité d'un jet atomique ralenti [36, 37, 38, 40, 48], en recomprimant simultanément ses distributions transverses en vitesse et position. Ces "entonnoirs à atomes" ("atomic funnels") fonctionnent sur le principe d'un piège magnéto-optique à deux dimensions. Placés en sortie d'un ralentisseur Zeeman, ils permettent d'obtenir un pinceau d'atomes lents, avec une section de quelques dizaines de microns et des vitesses transverses moyennes proches du recul [48]. En pratique, ces systèmes nécessitent de faibles vitesses longitudinales atomiques pour fonctionner efficacement : le temps d'interaction entre les atomes et le MOT doit être suffisamment long pour permettre l'amortissement complet des positions transverses. Dans notre situation, où l'on souhaite agir sur des atomes encore relativement rapides ($v_z \sim 500 m \cdot s^{-1}$), cette condition est difficile à réaliser expérimentalement car elle nécessiterait des longueurs d'interaction considérables entre le jet et les faisceaux laser.

Nous avons donc été conduits à développer un dispositif original¹³, qui diffère sensiblement par ses propriétés des "entonnoirs" mentionnés ci-dessus. Ce chapitre est consacré à l'étude de ce "concentrateur", qui permet de focaliser un jet d'atomes rapides en un point de son axe. Nous avons étudié ce système de façon détaillée, à la fois d'un point de vue théorique et expérimental.

Nous décrivons dans la section [IV 2] son principe de fonctionnement, grâce à un modèle simple dont nous verrons qu'il est en bon accord avec l'expérience. Ce modèle permet en particulier de comprendre le rôle de chacun des paramètres du système. La section suivante est dédiée à la description du montage expérimental. Nous entamons ensuite l'étude expérimentale du concentrateur. Nous y présentons tout d'abord des résultats expérimentaux qui démontrent la focalisation du jet atomique. Dans le paragraphe suivant, on étudie l'influence des divers paramètres expérimentaux sur la " focale " du système, notamment afin de tester la validité de notre modèle. On chiffre ensuite les performances du concentrateur, et l'on analyse les fac-

¹³ indépendamment de ce travail, le groupe de l'université de Eindhoven a expérimenté un dispositif très similaire sur un jet de néon métastable [39].

teurs qui limitent le gain en densité spatiale réalisé. Nous décrivons enfin les perspectives d'utilisation de ce système dans notre expérience.

IV. 2 Principe du concentrateur

Tout comme les "entonnoirs à atomes" évoqués dans l'introduction, le concentrateur fonctionne sur le principe d'un piège magnéto-optique à deux dimensions, constituées par les dimensions transverses du jet atomique. Dans un tel piège, les atomes sont soumis à une force de friction et à une force de rappel : les vitesses et positions atomiques s'amortissent donc au cours du temps, avec des constantes de temps qui diffèrent de plus de deux ordres de grandeur (la vitesse est amortie beaucoup plus rapidement que la position).

La différence entre les entonnoirs et le concentrateur réside dans le temps d'interaction entre les atomes et le piège magnéto-optique. Dans le concentrateur, ce temps d'interaction est suffisant pour permettre l'amortissement de la vitesse, mais trop faible pour que la position (transverse) évolue notablement. Cependant, du fait de la linéarité de la force magnéto-optique, la vitesse transverse *finale* de l'atome est proportionnelle à sa position transverse : un atome qui émerge du concentrateur possède donc une vitesse qui pointe vers l'axe du jet, avec un angle qui ne dépend que de la distance de l'atome à cet axe. Cette propriété fait que tous les atomes vont, lors de l'évolution libre qui suit la sortie du concentrateur, converger vers un point unique de l'axe (pour un jet monocinétique). Ce système permet donc de focaliser un jet atomique, en un point "focal" indépendant de sa divergence initiale. Dans cette partie théorique, nous commençons par rappeler quelques caractéristiques du piège magnéto-optique, qui sont utiles pour comprendre le fonctionnement du concentrateur. Puis nous introduisons un modèle simple décrivant ce fonctionnement dans un cas "idéal" (friction infinie), qui nous permet d'obtenir une expression très simple pour la " focale " du concentrateur. Enfin, nous nous livrons à une analyse plus détaillée, tenant compte de la friction finie exercée par la force magnéto-optique. Nous discutons également des phénomènes qui limitent la taille et donc la densité du jet atomique au niveau du foyer.

IV. 2. A Force moyenne dans un MOT

La configuration du concentrateur est celle d'un piège magnéto-optique à deux dimensions, ces dernières étant constituées par les dimensions transverses O_x et O_y du jet atomique.

La figure (IV-1) rappelle cette configuration à une dimension, dans la situation simple d'une transition $J = 0 \rightarrow J = 1$.

Elle est constituée d'une paire de faisceaux contrapropagatifs, de polarisations respectivement σ^+ et σ^- et désaccordés vers le rouge de la transition atomique ($\delta_L < 0$). Ces deux faisceaux constituent une mélasse optique, qui exerce sur l'atome une force de friction (voir section [III. 3]). On applique de surcroît un champ magnétique quadrupolaire, qui varie linéairement avec la position x , et dont le signe change lorsque l'on passe d'un côté à l'autre de l'origine.

Un tel champ magnétique introduit une dépendance spatiale du désaccord effectif entre l'atome et le laser. Un atome situé à $x > 0$ (respectivement $x < 0$) interagit préférentiellement avec

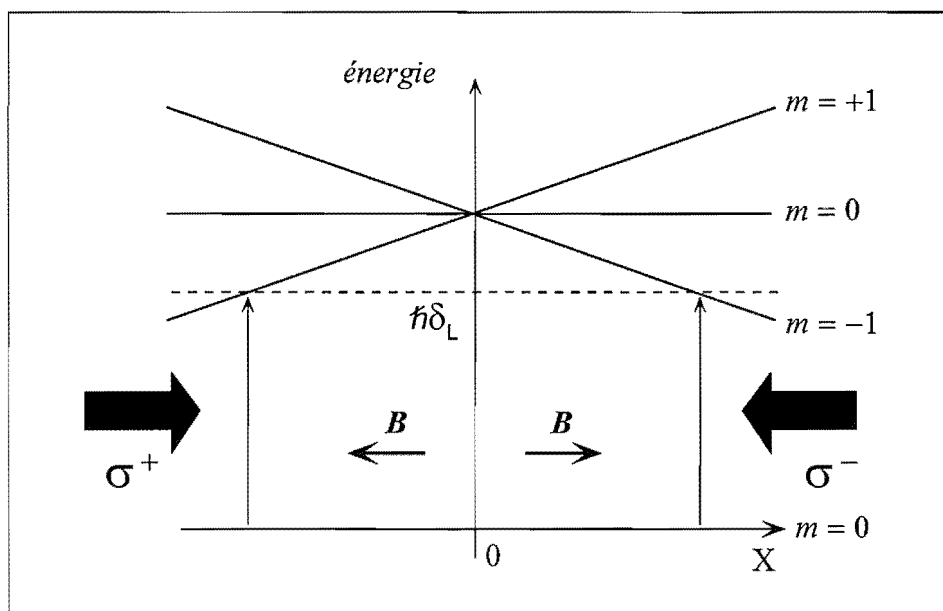


Figure IV-1 : Piège magnéto-optique à 1D : schéma de principe. On utilise deux faisceaux laser contrapropagatifs, polarisés respectivement σ^+ et σ^- , et désaccordés vers le rouge de la transition atomique ($\delta_L < 0$). Un champ magnétique quadrupolaire est appliqué, qui provoque un déplacement des sous-niveaux Zeeman dépendant linéairement de la position x . Un atome situé en $x > 0$ interagit préférentiellement avec l'onde σ^- . La pression de radiation tend donc à le ramener vers l'origine : il s'agit d'une force de rappel, qui se superpose à la force de friction de la mélasse optique.

l'onde σ^- (resp. σ^+): la force de pression de radiation qui en résulte tend donc à le ramener vers l'origine.

Il est important de souligner que, dans le cas d'une transition $J = 1 \rightarrow J = 2$ comme celle que nous utilisons pour manipuler l' He^* , la situation est considérablement plus complexe que celle que nous venons de décrire. Cependant, cette approche "naïve" va nous permettre de donner une description simple des propriétés du concentrateur, dont nous verrons qu'elle est en bon accord avec l'expérience.

Nous avons tracé sur la figure (IV-2) la force résultant de la sommation indépendante des pressions de radiation.

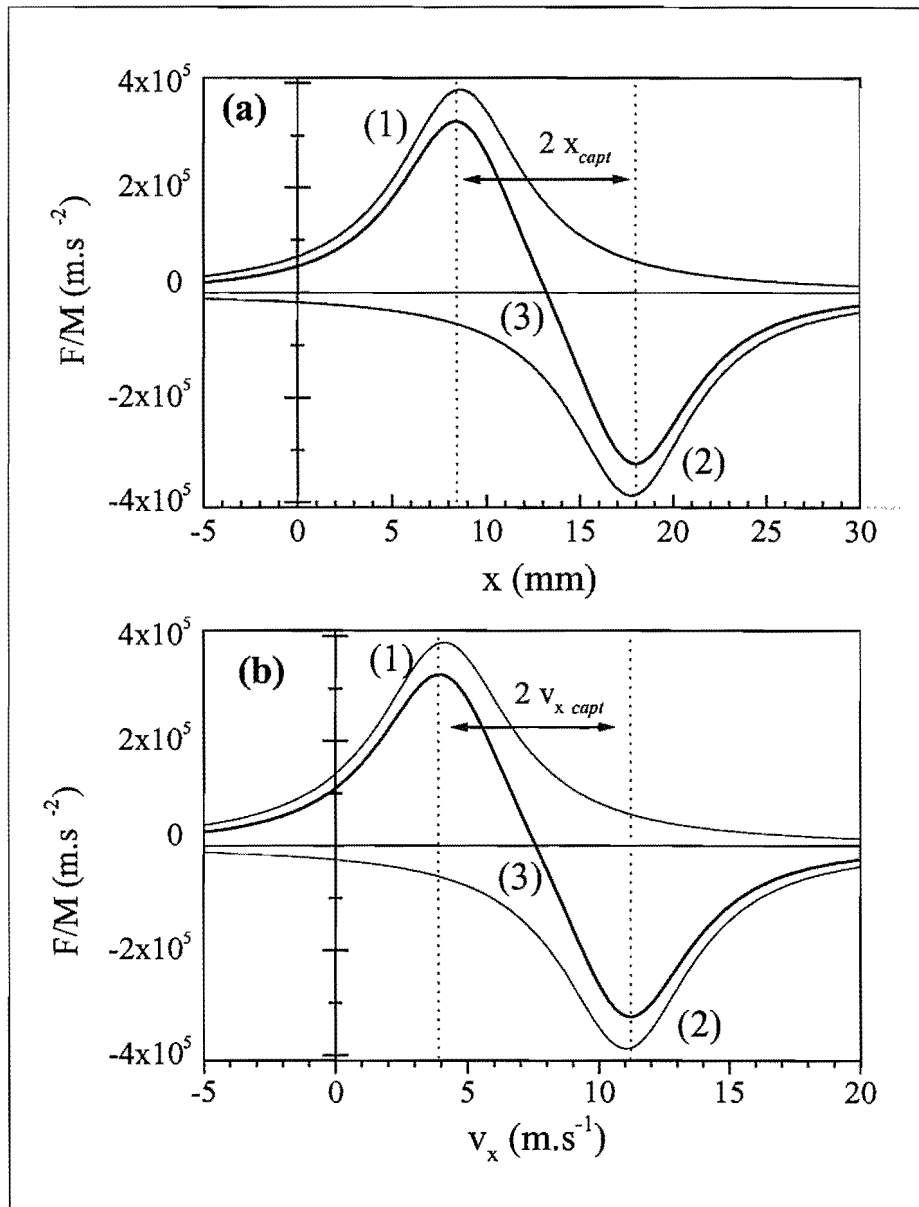


Figure IV-2 : **Force dans un MOT 1D.** On a tracé la force magnéto-optique en fonction la position **(a)** et de la vitesse transverse **(b)**. La force totale **(3)** est obtenue en ajoutant les pressions de radiation des deux ondes **(1)** et **(2)**. Les paramètres utilisés sont : $s_0 = 5$, $\delta_L = -2\Gamma$. En **(a)** la force est tracée pour une vitesse transverse $v_x = -10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. En **(b)**, la force est tracée pour une position $x = -1 \text{ cm}$ et un gradient de champ magnétique $\partial B_x / \partial x = 5 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$. Noter dans les deux cas le décalage du zéro de la force par rapport à l'origine des abscisses ; la position du zéro de la force est donnée par la relation : $kv_x = -\mu(\partial B_x / \partial x)x$.

Sur cette figure, on a tracé la force magnéto-optique respectivement en fonction de la position x **(a)**, vitesse fixée $v_x = -5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, et de la vitesse v_x **(b)**, $x = -1 \text{ cm}$ et $\partial B_x / \partial x = 5 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$. Dans chacun des cas, on note que la force est linéaire dans une certaine plage de la

variable considérée; ainsi, on a en **(a)** une force de rappel ($F \propto -x$) et en **(b)** une force de friction ($F \propto -v_x$).

On note que sur chacune des courbes de la figure (IV-2), la position du zéro de la force est décalée par rapport à l'origine. Elle correspond au point où le désaccord Doppler compense le désaccord Zeeman :

$$kv_x = -\mu \frac{\partial B_x}{\partial x} x \quad (\text{IV.1})$$

On a matérialisé sur la figure (IV-2) (lignes pointillées) les plages de capture¹⁴ spatiale (demi-largeur x_{capt}) et en vitesse (demi-largeur $v_{x\ capt}$). Celles-ci sont définies par :

$$-\frac{kv_x}{\mu \partial B_x / \partial x} - x_{capt} \leq x \leq -\frac{kv_x}{\mu \partial B_x / \partial x} + x_{capt}, \text{ avec } x_{capt} \simeq \frac{-\delta_L}{\mu \partial B_x / \partial x} \quad (\text{IV.2})$$

et

$$-\frac{\mu \partial B_x}{k \partial x} x - v_{x\ capt} \leq v_x \leq -\frac{\mu \partial B_x}{k \partial x} x + v_{x\ capt}, \text{ avec } v_{x\ capt} \simeq -\lambda \delta_L \quad (\text{IV.3})$$

On constate donc que la plage de capture en vitesse dépend de la position, et inversement. Notons également que x_{capt} est inversement proportionnelle au gradient de champ magnétique, tandis que $v_{x\ capt}$ ne dépend que du désaccord du laser.

Nous allons maintenant chercher à expliciter les coefficients qui caractérisent la friction et la raideur dans le piège magnéto-optique. Nous écrivons la force moyenne ressentie par l'atome sous la forme :

$$F(x, v_x) = F_{\sigma+}(x, v_x) + F_{\sigma-}(x, v_x) \quad (\text{IV.4})$$

Avec les conventions de la figure (IV-1), on a :

$$F_{\sigma+(-)}(x, v_x) = +(-) \frac{\Gamma}{2} \hbar k \frac{s_0}{1 + s_0 + 4 \left(\delta_{eff}^{+(-)}(x, v_x) / \Gamma \right)^2} \quad (\text{IV.5})$$

avec

$$\delta_{eff}^{+(-)}(x, v_x) = \delta_L - (+) kv_x - (+) \mu \frac{\partial B}{\partial x} x \quad (\text{IV.6})$$

Nous nous plaçons maintenant dans la situation où l'atome est suffisamment proche de l'origine et sa vitesse v_x suffisamment faible pour que les désaccords Doppler et Zeeman soit petits devant celui du laser. On peut alors écrire :

$$\delta_{eff}^{+(-)}(x, v_x) = \delta_L [1 - \varepsilon_{+(-)}(x, v_x)] \quad (\text{IV.7})$$

avec

$$\varepsilon_{+(-)}(x, v_x) = \frac{1}{\delta_L} \left(+(-) kv_x + (-) \mu \frac{\partial B}{\partial x} x \right) \ll 1 \quad (\text{IV.8})$$

¹⁴ on a pris ici comme définition de la plage de capture la distance entre les extrema de la force, qui diffère de celle introduite dans la section [III. 3].

En utilisant en outre l'hypothèse de faible intensité lumineuse ($s_0 \ll 1$), on peut effectuer un développement au premier ordre en s_0 et ε_{\pm} de l'expression de la force totale $F(x, v_x)$; on obtient une expression linéarisée pour la force :

$$F(x, v_x) = \alpha v_x + M\omega_0^2 x \quad (\text{IV.9})$$

L'évolution de la position transverse de l'atome au cours du temps est donc déterminée par l'équation différentielle :

$$\ddot{x} - \frac{\alpha}{M}\dot{x} - \omega_0^2 x = 0 \quad (\text{IV.10})$$

avec

$$\alpha = -8\hbar k^2 \frac{|\delta_L|}{\Gamma} \frac{s_0}{[1 + (2\delta_L/\Gamma)^2]^2} \quad (\text{IV.11})$$

$$M\omega_0^2 = -8\hbar k \frac{|\delta_L|}{\Gamma} \mu \frac{\partial B}{\partial x} \frac{s_0}{[1 + (2\delta_L/\Gamma)^2]^2} \quad (\text{IV.12})$$

L'expression (IV.9) montre que, sous les hypothèses de validité de ce calcul, l'atome est bien soumis à la somme d'un terme de friction et d'un terme de rappel.

Nous insistons ici sur le fait que les expressions (IV.11) et (IV.12) des coefficients de friction et de rappel ne sont valides qu'à faible intensité ($I \ll I_{sat}$), pour un atome à deux niveaux. En particulier, dans le cas où la saturation n'est pas faible apparaissent des phénomènes qui ne sont pas pris en compte par ce traitement, comme l'absorption par l'atome d'un photon dans une onde, suivi de l'émission stimulée d'un photon dans l'autre onde.

De tels phénomènes sont interdits par les règles de sélection si l'on considère le cas d'une transition $J = 0 \rightarrow J = 1$ comme celle de la figure (IV-1). On peut alors calculer le taux de friction [6], dont l'expression est passablement plus compliquée que (IV.11). On peut cependant montrer [64] que pour des intensités "modérées" ($I < 10I_{sat}$), les coefficients ci-dessus sont donnés avec une bonne approximation par les expressions :

$$\alpha = -8\hbar k^2 \frac{|\delta_L|}{\Gamma} \frac{s_0}{[1 + 2Ns_0 + (2\delta_L/\Gamma)^2]^2} \quad (\text{IV.13})$$

$$M\omega_0^2 = -8\hbar k \frac{|\delta_L|}{\Gamma} \mu \frac{\partial B}{\partial x} \frac{s_0}{[1 + 2Ns_0 + (2\delta_L/\Gamma)^2]^2} \quad (\text{IV.14})$$

où l'on a généralisé les expressions valides à faible intensité en incluant le terme de saturation $2Ns_0$ au dénominateur. Dans ces égalités, N représente le nombre de dimensions mises en oeuvre (ici $N \leq 2$).

Avec les paramètres expérimentaux typiques, l'évolution de la position transverse de l'atome décrite par l'équation (IV.10) est celle d'un oscillateur harmonique suramorti. La vitesse transverse est amortie avec une constante de temps $\tau_f = -M/\alpha$, tandis que le temps caractéristique d'amortissement de la position transverse x est donné par $\tau_r = \alpha/(M\omega_0^2)$. En effectuant une application numérique avec $\delta_L = -2\Gamma$, $s_0 = 5$ et $\partial B/\partial x = 10 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$, on obtient

$\tau_f \simeq 17 \mu s$ et $\tau_r \simeq 650 \mu s$. On constate donc que *la vitesse transverse de l'atome est amortie beaucoup plus rapidement que ne l'est sa position* : c'est cette propriété qui va déterminer le comportement du concentrateur.

IV. 2. B Principales propriétés du concentrateur : cas d'une friction infinie

Dans les "entonnoirs" des références [36, 37, 38, 40], la compression spatiale du jet atomique s'effectue à l'intérieur du dispositif : il est donc nécessaire d'interagir avec les atomes pendant une durée plusieurs fois supérieure à la constante de temps d'amortissement des positions τ_r . Cette condition conduit typiquement à des longueurs d'interaction de quelques centimètres, pour des vitesses longitudinales atomiques de quelques dizaines de $m \cdot s^{-1}$. Dans le cadre de l'expérience décrite ici, nous souhaitons agir sur un jet beaucoup plus rapide ($v_z \sim 500 m \cdot s^{-1}$). En conséquence, les temps d'interaction réalisables en pratique sont nettement inférieurs à τ_r : le système fonctionne donc dans un régime où la section du faisceau atomique reste pratiquement inchangée au cours de l'interaction.

Afin de dégager les propriétés fondamentales du concentrateur, nous allons dans un premier temps *négliger la variation de la position transverse de l'atome au cours de l'interaction*. En prenant $x = \text{constante} = x_0$ dans l'équation du mouvement (IV.10), on constate que la vitesse transverse va évoluer vers la valeur $v_x^{éq}$ qui satisfait l'égalité (IV.1) :

$$v_x^{éq}(x_0) = -\frac{M\omega_0^2}{\alpha}x_0 = -\frac{\mu}{k} \frac{\partial B_x}{\partial x} x_0 \quad (\text{IV.15})$$

On peut remarquer que l'expression ci-dessus est valide même dans le cas où x n'est pas constant, à condition de prendre pour valeur de x_0 la valeur finale de la position transverse : il suffit en effet que les inégalités $\tau_f \ll \tau_r$ et $t > \tau_f$ soient satisfaites pour que la vitesse suive l'évolution de la position.

Nous avons obtenu, avec l'expression (IV.15), un résultat important : *la vitesse transverse de l'atome en sortie du concentrateur est proportionnelle (et de signe opposé) à sa position transverse* ; le coefficient de proportionnalité entre ces deux quantités ne dépend que du gradient du champ magnétique. On voit donc que si l'on laisse évoluer librement¹⁵ les atomes après leur passage dans le concentrateur, ceux-ci vont tous aller converger au même point sur l'axe Oz.

En effet, la distance z_c à laquelle un atome issu du MOT et animé d'une vitesse longitudinale v_z va intercepter l'axe Oz est donnée par :

$$\frac{|x_0|}{z_c} = \frac{|v_x^{éq}|}{v_z} \quad (\text{IV.16})$$

d'où on tire

$$z_c = \frac{\alpha}{M\omega_0^2} v_z = \frac{k v_z}{\mu \partial B / \partial x} \quad (\text{IV.17})$$

L'expression (IV.17) montre que *la distance de convergence des atomes est indépendante de leurs vitesse et position transverses initiales*. Pour illustrer cet effet, nous avons tracé sur la figure (IV-3) quelques trajectoires atomiques dans un tel système.

¹⁵ on néglige ici la force purement magnétique qui s'exerce sur les atomes après sortie de la zone d'interaction avec les lasers ; son influence sera discutée par la suite (voir page 142)

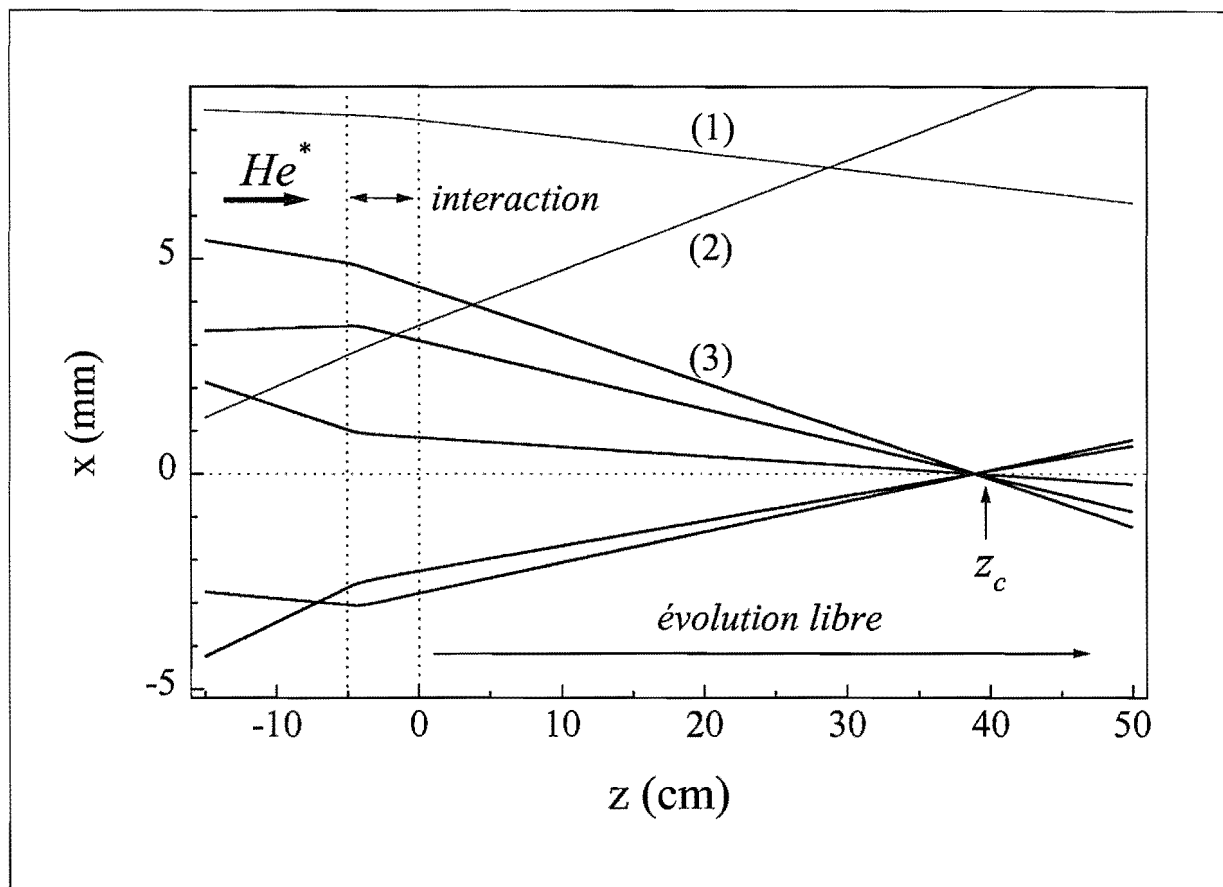


Figure IV-3 : **La concentration du faisceau atomique.** Pour illustrer l'effet du concentrateur, on a tracé quelques trajectoires atomiques pour des atomes incidents ayant des vitesses et positions transverses aléatoires. Ces trajectoires ont été calculées par résolution numérique de l'équation du mouvement de l'atome soumis à la force moyenne de l'expression (IV.4). Les paramètres sont : $v_z = 600 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $z_{int} = 5 \text{ cm}$, $\partial B/\partial x = 10 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$, $s_0 = 5$ et $\delta_L = -2\Gamma$. Les trajectoires (1) et (2) illustrent le concept de plage de capture : les atomes ayant des vitesses ou/et positions transverses trop élevées ne sont pas focalisés. Les autres atomes (par exemple (3)) convergent, lors de l'évolution libre qui suit la sortie du concentrateur, vers le même point de l'axe Oz. La focale $z_c \simeq 40 \text{ cm}$ (voir expression (IV.17)) est indiquée par la flèche verticale.

Afin de tracer ces trajectoires, on a considéré des atomes incidents avec des positions et des vitesses transverses choisies aléatoirement. Les trajectoires sont calculées numériquement en prenant l'expression complète des forces de pression de radiation (et non pas l'expression linéarisée (IV.9)). Les paramètres utilisés pour le concentrateur sont ceux de l'application numérique effectué plus haut ($\delta_L = -2\Gamma$, $s_0 = 5$, $\partial B_x/\partial x = 10 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$); on a considéré des atomes se propageant à $v_z = 600 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et qui interagissent avec les faisceaux laser sur $z_{int} = 5 \text{ cm}$; le temps d'interaction est donc fixé à environ $83 \mu\text{s}$.

Après passage dans la zone d'interaction avec le concentrateur, matérialisée par les lignes pointillées, la plupart des atomes (voir par exemple trajectoire (3)) convergent vers un point de l'axe Oz situé à une distance proche des 40 cm prédits par l'expression (IV.17). Certains atomes, ayant des positions et/ou des vitesses transverses initiales trop élevées (voir trajectoires (1) et

(2)), ne sont pas "capturés" : leurs trajectoires sont éventuellement modifiées par l'interaction, mais ils ne convergent pas vers le point de l'axe situé à z_c .

Le fonctionnement du concentrateur repose donc non seulement sur l'interaction avec le piège magnéto-optique, mais également sur *l'évolution libre* qui suit cette interaction. La force magnéto-optique ne réalise pas la compression spatiale à proprement parler, mais elle introduit une corrélation linéaire entre les vitesses et positions transverses à la sortie du système, qui conduit à la convergence du faisceau atomique.

On a donc, avec le concentrateur, un composant d'optique atomique qui "focalise" un faisceau atomique en un point dont la position ne dépend ni de la divergence, ni de la direction initiale de celui-ci ! Il ne s'agit donc pas de l'analogie d'une lentille. Toutefois, pour faciliter la lecture de ce qui suit, nous emploierons souvent le terme de " focale " pour désigner la distance à laquelle convergent les atomes.

On observe également que le concentrateur est fondamentalement chromatique : la focale, une fois le gradient de champ magnétique fixé, ne dépend que de la vitesse longitudinale des atomes. Nous verrons plus loin quels sont les effets de cette propriété sur les performances du concentrateur, et notamment sur la taille du faisceau atomique concentré.

IV. 2. C Le concentrateur : analyse plus détaillée

Le paragraphe précédent nous a permis de donner une image physique simple du fonctionnement du concentrateur. L'analyse que nous avons développée repose sur l'hypothèse que l'atome atteint, au cours de sa trajectoire, la vitesse d'équilibre pour laquelle la force magnéto-optique s'annule. Dans la pratique, la situation est rendue plus complexe par la nécessité d'utiliser un gradient inhomogène, qui augmente au fur et à mesure que les atomes progressent dans le concentrateur. Ceci permet en effet d'augmenter la plage de capture spatiale du dispositif. Nous allons donc affiner notre analyse, ce qui va nous permettre de mettre en évidence un phénomène qui n'a pas été pris en compte jusqu'ici.

1) Gradient inhomogène

L'expression (IV.17), que nous avons établi pour la distance de convergence, montre que celle-ci est inversement proportionnelle au gradient de champ magnétique. On a donc intérêt à utiliser un gradient relativement important (\sim quelques dizaines de $G \cdot cm^{-1}$) pour limiter l'encombrement du dispositif. D'autre part, on désire conserver une plage de capture spatiale importante, de façon à concentrer la plus grande partie du jet atomique. Or, nous avons vu que celle-ci est inversement proportionnelle au gradient (voir expression (IV.2)). On doit donc chercher à concilier ces deux objectifs. La solution consiste à utiliser un gradient variable $\partial B_x / \partial x(z)$, qui augmente au fur et à mesure que les atomes progressent dans le concentrateur : ceux-ci voient un gradient faible en début d'interaction, et donc une force caractérisée par une plage de capture spatiale importante ; le gradient est ensuite progressivement augmenté, jusqu'à atteindre la valeur déterminant la focale désirée.

La figure (IV-4) donne un exemple de la dépendance de la force de rappel en fonction de la position longitudinale dans le concentrateur.

La force est tracée en fonction de la position transverse x , pour un atome de vitesse transverse nulle ; les trois courbes correspondent respectivement à $z = 0$, $z = z_{int}/2$ et $z = z_{int}$.

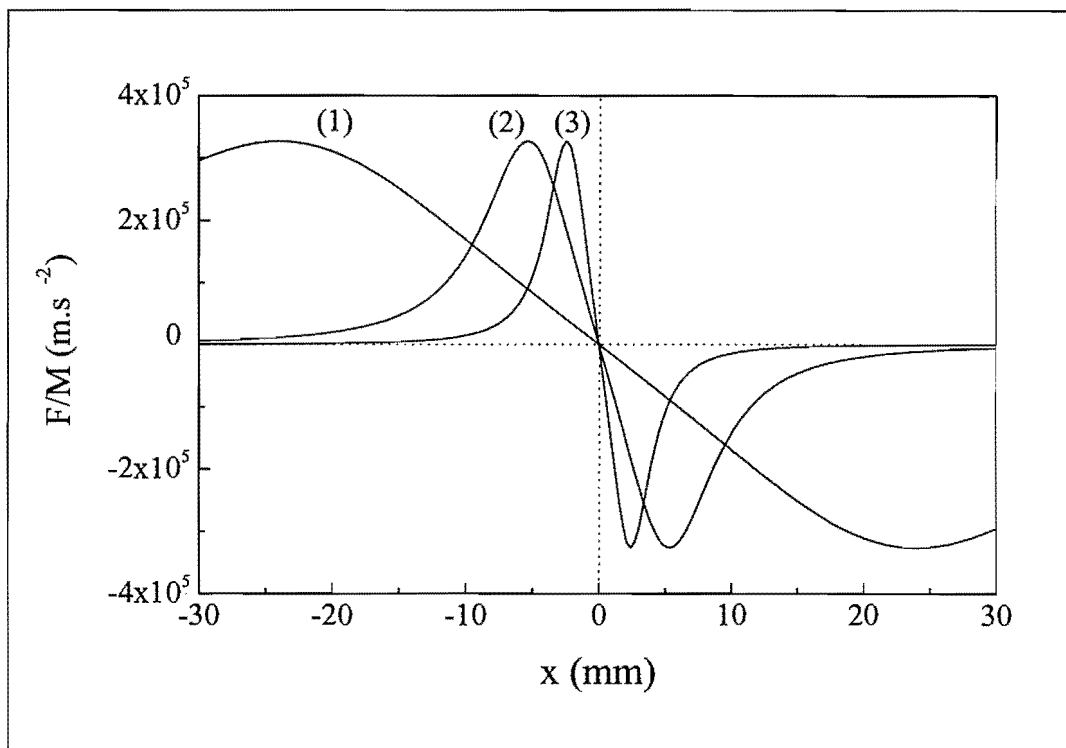


Figure IV-4 : **Dépendance longitudinale de la force de rappel dans le concentrateur.** On a tracé la force ressentie par un atome de vitesse transverse nulle, en fonction de sa position transverse x et en trois points de l'axe Oz du concentrateur : au début de la zone d'interaction (1), au milieu (2) et en sortie (3). Le gradient de champ magnétique augmente linéairement avec z , et passe de 1 à $10 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$. Les autres paramètres sont : $s_0 = 5$, $\delta_L = -2\Gamma$.

Les paramètres sont ceux de la figure (IV-2). Le gradient de champ magnétique $\partial B_x / \partial x (z)$ augmente linéairement avec z , et passe d'une valeur initiale $\partial B_x / \partial x|_{z=0} = 1 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$ à une valeur finale $\partial B_x / \partial x|_{z_{\text{int}}} = 10 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$. En début de zone d'interaction, la constante de raideur $\kappa = M\omega_0^2$ est faible, et la plage de capture spatiale élevée. En fin d'interaction, la raideur est élevée mais la plage de capture beaucoup plus réduite.

2) Prise en compte du "trainage" : friction finie

Nous avons établi plus haut une expression pour la distance à laquelle convergent les atomes. Le modèle utilisé repose sur l'hypothèse simplificatrice que l'atome atteint la vitesse d'équilibre $v_x^{\text{éq}}$, donnée par l'expression (IV.15), pour laquelle la force de friction s'annule. Dans le cas d'un gradient qui varie au fur et à mesure que les atomes progressent dans le MOT, cette hypothèse n'est pas vérifiée à strictement parler : la friction exercée par la mélasse optique étant finie, l'atome met un certain temps (de l'ordre de τ_f) pour suivre le déplacement du point d'équilibre. Il en résulte un écart entre la vitesse transverse réelle de l'atome et la vitesse d'équilibre : nous désignons ce phénomène par le terme de "trainage". Nous nous proposons ici de l'analyser dans le cas d'un gradient augmentant linéairement avec z . Ceci va nous permettre d'obtenir une expression analytique simple et plus exacte que (IV.17) de la distance de convergence.

Nous considérons donc le mouvement d'un atome soumis à la force donnée par l'expression (IV.9), où le terme de rappel est maintenant une fonction linéaire du temps du fait de la variation du gradient de champ magnétique :

$$\ddot{x} = -\frac{\alpha}{M}\dot{x} - \omega^2(t)x \quad (\text{IV.18})$$

Le gradient de champ magnétique est caractérisé par sa valeur initiale (début d'interaction) $\partial B_x/\partial x|_0$, et sa valeur finale (en fin d'interaction) $\partial B_x/\partial x|_f$. On introduit également la pente $p_{grad} = \partial/\partial z(\partial B_x/\partial x)$ du profil de gradient, qui est ici une constante. Avec ces notations, le gradient de champ magnétique s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial B_x}{\partial x}(t) = \frac{\partial B_x}{\partial x}\bigg|_0 + p_{grad}v_z t \quad (\text{IV.19})$$

Comme précédemment, nous négligeons la variation au cours du mouvement de la position transverse atomique, notée x_0 . L'équation différentielle (IV.18) devient donc :

$$\ddot{x} = -\frac{\dot{x}}{\tau_f} - \omega_0^2 x_0 - \frac{\mu}{k} p_{grad} x_0 v_z \frac{t}{\tau_f} \quad (\text{IV.20})$$

où

$$\omega_0^2 = \frac{\mu}{k} \frac{1}{\tau_f} \frac{\partial B_x}{\partial x}\bigg|_0 \quad (\text{IV.21})$$

La solution de l'équation différentielle (IV.20) s'obtient en employant la méthode de variation de la constante ; on trouve pour la vitesse transverse :

$$\begin{aligned} \dot{x}(t) = & \left(v_{x0} + \omega_0^2 x_0 \tau_f - \frac{\mu}{k} x_0 p_{grad} v_z \tau_f \right) e^{-t/\tau_f} \\ & - \frac{\mu}{k} x_0 p_{grad} v_z t - \omega_0^2 x_0 \tau_f + \frac{\mu}{k} x_0 p_{grad} v_z \tau_f \end{aligned} \quad (\text{IV.22})$$

Le terme de la première ligne de cette expression, qui possède en facteur l'exponentielle e^{-t/τ_f} , décrit le régime transitoire d'amortissement de la vitesse (v_{x0} désigne la vitesse transverse initiale). Il devient négligeable pour $t > \tau_f$, où l'on obtient :

$$\dot{x}(t > \tau_f) \sim -\frac{\mu}{k} x \frac{\partial B_x}{\partial x}(t) + \frac{\mu}{k} x p_{grad} v_z \tau_f = v_x^{eq}(t) + \Delta v_{tr} \quad (\text{IV.23})$$

On reconnaît, dans le premier terme de cette expression, la vitesse d'équilibre qui a été introduite dans le modèle simplifié du concentrateur (voir expression (IV.15)).

Le second terme est indépendant du temps, et de même signe que x . La vitesse transverse de l'atome est donc, en valeur absolue, plus faible que la vitesse d'équilibre : *la distance de convergence sera donc plus importante* que celle donnée par (IV.17). Le terme de traînage, que nous notons Δv_{tr} , est d'autant plus important que τ_f est élevé (friction faible), et que la variation du champ magnétique vu par l'atome, proportionnelle à $x p_{grad} v_z$, est rapide. On remarque qu'on a la relation :

$$k \Delta v_{tr} = \mu \frac{\partial B_x}{\partial x} \tau_f \quad (\text{IV.24})$$

En d'autres termes, le désaccord Doppler associé à l'écart de traînage Δv_{tr} est égal à la variation du désaccord Zeeman ressenti par l'atome pendant le temps d'amortissement τ_f .

Afin d'illustrer le résultat obtenu avec l'expression (IV.23), on a comparé sur la figure (IV-5) les prédictions des différents modèles.

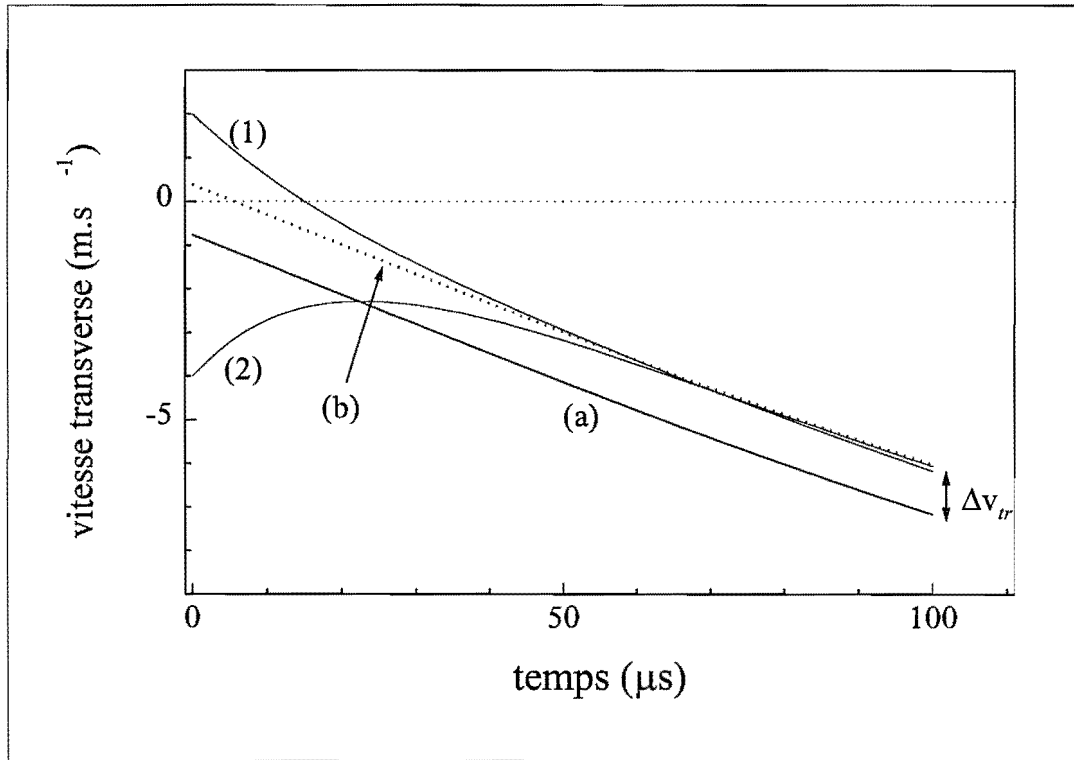


Figure IV-5 : **Comparaison des différents modèles.** On a représenté l'évolution de la vitesse transverse dans le concentrateur en fonction du temps. On a pris pour cet exemple un gradient $\partial B_x / \partial x(z)$ linéaire, qui augmente de 1 à $10 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$. Les autres paramètres sont : $v_z = 500 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $x_0 = 5 \text{ mm}$, $s_0 = 5$ et $\delta_L = -2\Gamma$ ($\rightarrow \tau_f \simeq 17 \mu\text{s}$). La courbe (a) correspond à l'expression (IV.15) (hypothèse de "friction infinie"). La courbe (b), elle, a été obtenue en utilisant l'égalité (IV.23), où l'on a pris en compte la valeur finie de la friction. Les courbes (1) et (2) ont été obtenues par résolution numérique de l'équation du mouvement de l'atome soumis à la force (IV.4), pour deux conditions initiales distinctes.

On a tracé sur ce graphe l'évolution de la vitesse transverse d'un atome à l'intérieur du concentrateur, en fonction du temps. Pour cet exemple, on a pris les paramètres : $v_z = 500 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $x_0 = 5 \text{ mm}$, $z_{int} = 5 \text{ cm}$, $s_0 = 5$ et $\delta_L = -2\Gamma$ ($\rightarrow \tau_f \simeq 17 \mu\text{s}$). Le gradient de champ magnétique augmente linéairement d'une valeur initiale $\partial B_x / \partial x|_0 = 1 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$ à une valeur finale $\partial B_x / \partial x|_0 = 10 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$ ($\rightarrow p_{grad} = 1,8 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-2}$). La droite (a) représente la vitesse d'équilibre de l'expression (IV.15). La droite pointillée (b) a été tracée en utilisant l'expression (IV.23) : elle est séparée de la précédente par l'écart de traînage Δv_{tr} . Les courbes (1) et (2) de la figure (IV-5) sont obtenues par intégration numérique de l'équation du mouvement, où l'on a pris l'expression "complète" des forces de pression de radiation (voir expression (IV.5)), pour deux conditions initiales différentes. Ces solutions prennent notamment en compte la variation de la position transverse au cours du mouvement, ce qui n'est pas le cas des modèles conduisant aux courbes (a) et (b).

On observe sur les courbes (1) et (2) de la figure (IV-5) que la vitesse transverse s'amortit rapidement, pour suivre ensuite une évolution à peu près parallèle à celle de v_x^{eq} . En fin d'in-

teraction ($t = 100 \mu s$), la vitesse est donnée avec une bonne approximation par l'expression (IV.23) (courbe (b)). On note que, dans cet exemple, la correction sur la vitesse transverse en sortie du concentrateur (et donc sur la focale) apportée par la prise en compte du traînage est de l'ordre de 20 %, ce qui n'est pas négligeable. Nous verrons plus loin que dans les conditions expérimentales, cette correction est encore plus importante. Mentionnons enfin que l'accord entre la solution "exacte" et celle de l'expression (IV.23) dépend des paramètres (i.e. $\partial B_x / \partial x(z)$ et τ_f) et peut être moins bon que dans la situation de la figure (IV-5) : l'expression (IV.23) reste une solution approchée, dont l'un des mérites est de faire apparaître de façon simple le mécanisme du traînage.

En revenant à l'expression (IV.23), on remarque que la vitesse transverse de l'atome en sortie du système reste proportionnelle à sa distance à l'axe x : la propriété de focalisation en un point unique de l'axe est donc conservée. La distance de convergence devient :

$$z_c = -x \frac{v_z}{v_x|_f} = \frac{k}{\mu} \frac{v_z}{\partial B_x / \partial x|_f} \frac{1}{1 - p_{grad} v_z \tau_f / \partial B_x / \partial x|_f} \quad (IV.25)$$

On reconnaît dans cette expression la focale donnée par l'égalité (IV.17), corrigée par un facteur déterminé par le rapport entre la variation du gradient vu par l'atome pendant τ_f ($\Delta grad B = p_{grad} v_z \tau_f$) et la valeur $\partial B_x / \partial x|_f$ du gradient en sortie de la zone d'interaction. L'expression (IV.17) représente la forme asymptotique de la formule ci-dessus, pour une friction infinie ($\tau_f \rightarrow 0$). On voit donc que la correction due au traînage est plus importante pour des vitesses longitudinales élevées et /ou des variations rapides du gradient de champ magnétique.

Cette discussion nous a permis de souligner le rôle de la friction dans la détermination de la focale du concentrateur. Ainsi que nous l'avons mentionné plus haut, il s'agit d'une quantité dont l'estimation par le calcul est délicate, et qui n'est pas contrôlée avec la même précision que les autres paramètres du système (i.e. le gradient de champ magnétique et la vitesse des atomes). Nous verrons dans la partie expérimentale les résultats d'une expérience destinée à tester la validité de ce modèle du traînage.

3) Contraintes sur le profil du gradient : rôle du décrochage

La discussion précédente a permis de mettre en évidence le rôle joué par les extrema du profil du gradient de champ magnétique. La valeur du gradient en début d'interaction détermine la plage de capture spatiale du concentrateur, tandis que la valeur en sortie fixe la focale. Cependant, cette analyse ignore un phénomène qui va en pratique déterminer la plage de capture spatiale du concentrateur : le décrochage. Nous avons déjà évoqué le phénomène du décrochage dans les sections [III. 3] et [III. 4]. En particulier, on a vu dans le cas du ralentisseur Zeeman comment l'existence d'une valeur maximale pour la pression de radiation impose une valeur limite à la pente du profil de champ magnétique (voir expression (III.32)). L'argument que nous employons ici est très similaire : pour pouvoir suivre le profil du gradient de champ magnétique, l'atome doit voir sa vitesse transverse, approximée par l'expression (IV.15), varier à un taux inférieur à l'accélération maximale fournie par la force magnéto-optique. Cette condition peut s'écrire :

$$\frac{\partial v_x^{eq}}{\partial t} \leq a \quad (IV.26)$$

Dans cette expression, a correspond à l'accélération maximale fournie par la force tracée sur la figure (IV-2) ((b), courbe (3)) ; celle-ci est inférieure à la valeur limite a_{max} de la pression

de radiation associée à une seule onde. Cette valeur est également plus faible à deux dimensions qu'à une seule.

Pour un atome situé à une distance x_0 de l'axe et animé d'une vitesse longitudinale v_z , on obtient alors une condition sur la pente du profil du gradient $\partial B/\partial x(z)$:

$$p_{grad} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial B}{\partial x} \right) \leq \frac{k}{\mu |x_0| v_z} a \quad (\text{IV.27})$$

On note que *cette condition est d'autant plus contraignante que l'atome est rapide, et situé loin de l'axe*. Cette dernière propriété est particulièrement importante, dans la mesure où elle peut déterminer en pratique la plage de capture effective x_c^{eff} du concentrateur. En effet, les paramètres du concentrateur étant fixés (i.e. p_{grad} , a et v_z), les atomes qui parviendront à suivre le profil de champ magnétique sont ceux dont la position transverse vérifie :

$$|x_0| < x_c^{eff} = \frac{k}{\mu p_{grad} v_z} a \quad (\text{IV.28})$$

Pour se convaincre de l'importance de cet effet, prenons l'exemple d'un profil de gradient $\partial B_x/\partial x(z)$ linéaire, passant d'une valeur initiale de $1 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$ à une valeur finale de $21 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$ en $z_{int} = 5 \text{ cm}$ (soit $p_{grad} = 4 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-2}$). Les autres paramètres sont ceux de la figure (IV-2), et l'on considère des atomes se propageant à $v_z = 500 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. La plage de capture donnée par l'expression (IV.2) vaut $x_{capt} \simeq 2,3 \text{ cm}$. En revanche, la relation (IV.28) nous donne ($a \simeq 3 \times 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$) : $x_{capt}^{eff} \simeq 1 \text{ cm}$. Dans cette situation, la plage de capture effective est donc déterminée par le décrochage.

4) Simulations numériques

Le modèle introduit précédemment nous a permis d'obtenir des expressions analytiques qui décrivent le fonctionnement du concentrateur. Pour les établir, nous avons dû faire un certain nombre d'hypothèses : nous avons supposé que la position transverse reste constante pendant l'interaction, que la force ressentie par les atomes dépend linéairement de x et v_x , et également que le gradient de champ magnétique augmente linéairement avec z . Si l'on souhaite s'affranchir de ces restrictions, il faut avoir recours à la simulation numérique.

Nous avons réalisé des simulations Monte-Carlo basées sur la résolution numérique de l'équation du mouvement de l'atome soumis à la force moyenne de l'expression (IV.4). Tout comme dans l'analyse précédente, la structure interne des niveaux d'énergie ainsi que la composante fluctuante de la force sont négligées. Toutes les simulations ont été réalisées pour une compression s'effectuant dans une seule dimension (mouvement dans le plan xOz). Afin de tenir compte des distributions atomiques à l'entrée du concentrateur, on tire au hasard les degrés de liberté externes de l'atome (v_{x_0} , v_z et x_0), avec les lois de probabilité appropriées. La simulation fournit les trajectoires atomiques, et en particulier les position et vitesse transverses x_f et v_{x_f} en sortie du concentrateur (la vitesse longitudinale n'est pas modifiée par l'interaction). On peut alors calculer les trajectoires correspondant à l'évolution libre après sortie du concentrateur, et étudier la compression spatiale du faisceau atomique en fonction de la position longitudinale z .

Il est pratique de représenter le résultat de ces simulations dans "l'espace des phases", comme cela est fait sur la figure (IV-6).

Sur cette figure, chaque atome est repéré par un point, dont l'abscisse est sa position et l'ordonnée sa vitesse transverse. La simulation a été réalisée pour un gradient de champ magné-

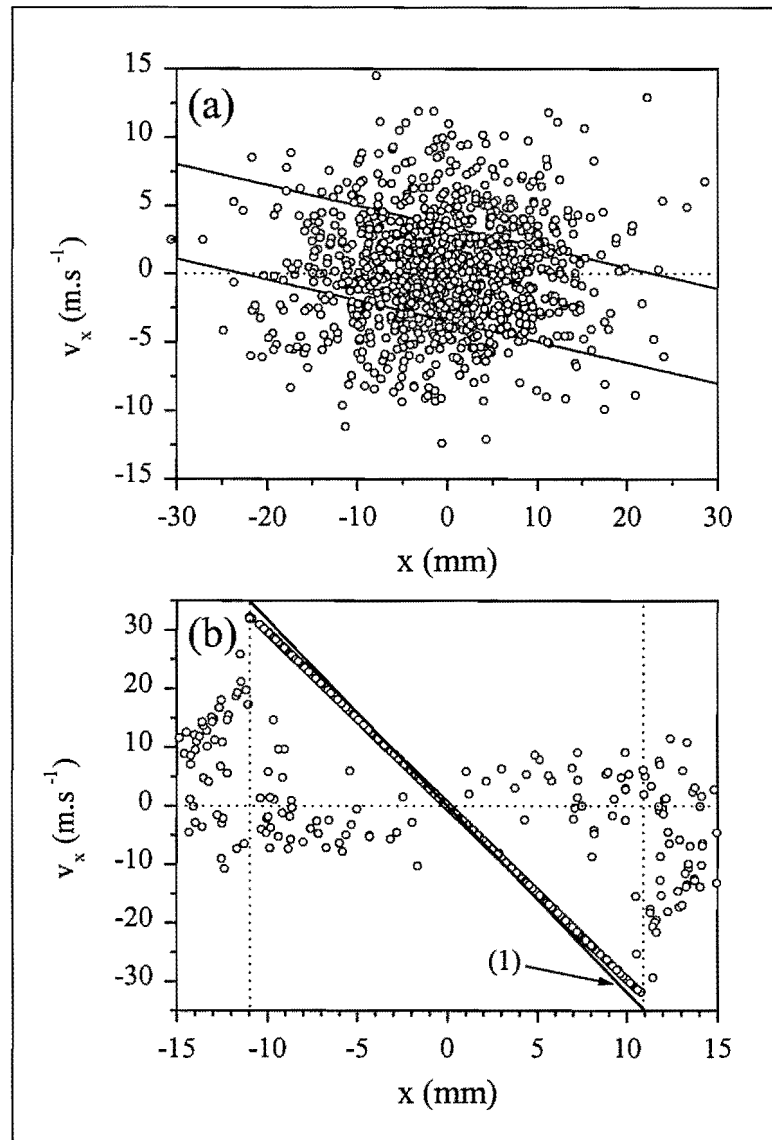


Figure IV-6 : **Simulation Monte-Carlo : visualisation dans l'espace des phases.** Dans cette représentation, un atome est figuré par un point, avec pour abscisse sa position transverse et en ordonnée sa vitesse transverse. Pour cet exemple, on a pris un gradient $\partial B_x / \partial x(z)$ linéaire, qui passe de 1 à 21 $G \cdot cm^{-1}$, sur une longueur d'interaction de 5 cm. Les autres paramètres sont : $s_0 = 5$, $\delta_L = -2\Gamma$ et $v_z = 500 m \cdot s^{-1}$. On a représenté en (a) la distribution atomique initiale ; les droites matérialisent les bornes de la plage de capture (voir éq. (IV.3)). En (b) est représentée la distribution atomique en sortie de la zone d'interaction. La droite (1) correspond à l'expression (IV.15) (prédiction du modèle avec friction ∞). Les droites verticales en pointillés délimitent la plage de capture effective ($x_{capt}^{eff} \simeq 11$ mm). Noter les échelles différentes en (a) et (b).

tique augmentant linéairement de 1 à 21 $G \cdot cm^{-1}$; les autres paramètres sont : $s_0 = 5$, $\delta_L = -2\Gamma$, $z_{int} = 5$ cm, et $v_z = 500 m \cdot s^{-1}$. On notera que les échelles sont différentes pour les deux graphes de cette figure.

Sur la figure (IV-6)(a), on a représenté la distribution atomique initiale : on a pris ici des distributions gaussiennes pour la vitesse et la position, en supposant ces grandeurs indépendantes (la distribution dans l'espace des phases est de symétrie circulaire). Les deux droites inclinées matérialisent les bornes de la plage de capture, telle qu'elle est donnée par l'expression (IV.3).

La figure (IV-6)(b) correspond à la distribution atomique en fin d'interaction. On observe qu'une certaine proportion des atomes sont alignés sur une droite de pente négative, qui constitue la "signature" du concentrateur : la relation linéaire entre vitesses et positions transverses en sortie garantit en effet la convergence en un point unique de l'axe. La droite inclinée est la représentation de l'équation (IV.15) : on constate que les atomes sont alignés sur une droite de pente plus faible (en valeur absolue). Il s'agit de la manifestation du phénomène de "traînage" analysé plus haut. Les atomes émergent du concentrateur avec une vitesse inférieure en valeur absolue à la vitesse d'équilibre $v_x^{éq}$, l'écart étant proportionnel à x (voir équation (IV.23)) : dans l'espace des phases, les atomes sont donc alignés sur une droite de pente inférieure. Les atomes vont converger à la distance donnée par l'expression (IV.25), qui est supérieure à la prédiction du modèle simple ($z_c = 15,7 \text{ cm}$, voir équation (IV.15)).

Les atomes qui ne sont pas alignés sur la droite n'ont pas été capturés par le concentrateur. La plage de capture spatiale effective, matérialisée par les deux droites verticales en pointillés, est d'environ 11 mm . Elle est nettement inférieure à la plage de capture donnée par l'équation (IV.2), basée sur la valeur du gradient de champ magnétique à l'entrée de la zone d'interaction ($\simeq 23 \text{ mm}$). On confirme donc ici la validité de la discussion sur le rôle du décrochage menée plus haut.

La figure (IV-7) illustre l'évolution de la distribution atomique dans l'espace des phases sous l'effet de la propagation libre après la sortie du concentrateur.

La distribution atomique en sortie du concentrateur, identique à celle de la figure (IV-6), est représentée en cercles ouverts. Les cercles pleins correspondent à la distribution obtenue après propagation libre sur une distance de $24,6 \text{ cm}$.

Une fois sortis de la zone d'interaction avec les lasers, les atomes ne ressentent plus de force magnéto-optique et leur vitesse reste constante : dans l'espace des phases, ils se déplacent donc sur des droites horizontales comme l'illustrent les flèches. Le point focal est atteint lorsque la distribution est verticale : sa projection sur l'axe des abscisses, qui donne la section transverse du faisceau concentré, est alors de largeur minimale.

Nous allons maintenant discuter des différents phénomènes qui contribuent à limiter la taille du faisceau atomique focalisé, et donc sa densité volumique au foyer.

5) Taille du faisceau atomique focalisé

Nous avons détaillé dans ce qui précède le fonctionnement du concentrateur et le rôle des différents paramètres. On peut se demander quelle va être la taille minimale du faisceau atomique focalisé. Il s'agit clairement d'un paramètre important dans la mesure où il va déterminer, avec la plage de capture, le gain en densité spatiale effectivement réalisé au point de focalisation. Nous nous proposons donc d'examiner les différents mécanismes susceptibles de limiter la taille du faisceau focalisé.

Limite de taille en l'absence de diffusion

Dans l'approche qui a été suivie jusqu'ici, c'est-à-dire en ne considérant que les forces moyennes et en négligeant la composante diffusive du mouvement, la limite ultime pour la taille du faisceau focalisé est déterminée par la linéarité de la force ; dans la situation décrite dans le paragraphe

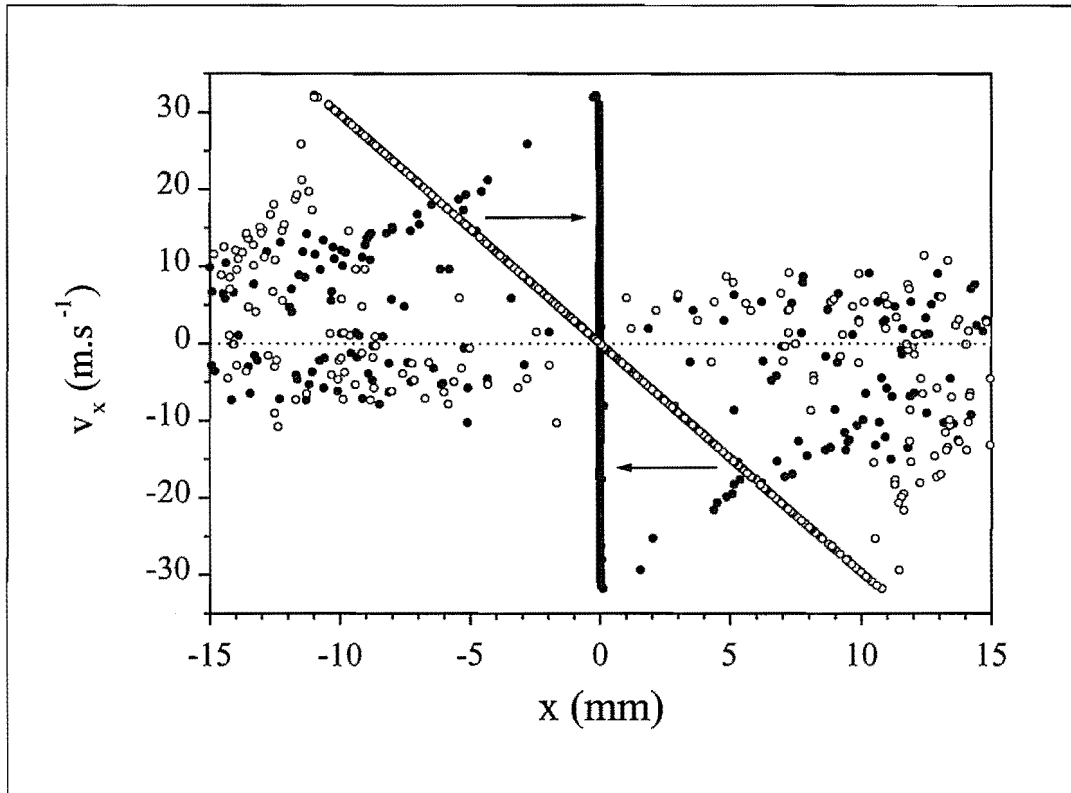


Figure IV-7 : *Evolution libre après sortie du concentrateur.* On a représenté en cercle ouverts la distribution atomique en sortie du concentrateur, identique à celle de la figure (IV-6). Lors de l'évolution libre qui suit la sortie du concentrateur, les atomes se déplacent sur des droites horizontales (vitesse transverse constante). Les cercles pleins représentent la distribution après propagation libre sur une distance de 16,8 cm, qui correspond ici à la distance focale du système (distribution "verticale").

[IV. 2. B], où la force est parfaitement linéaire et la friction infinie, la taille du faisceau au point focal est nulle.

Dans le cas d'une friction finie, le terme décrivant le régime transitoire dans l'équation (IV.22) (terme avec l'exponentielle décroissante en facteur) n'est pas strictement nul. En particulier, la vitesse transverse d'un atome en sortie du concentrateur n'est plus déterminée uniquement par sa distance à l'axe x_0 , mais également par sa vitesse transverse initiale v_{x0} , ce qui a pour conséquence une certaine dispersion des coordonnées atomiques autour de la droite de la figure (IV-6)(b). L'importance de cet effet varie comme $\exp(-t_{int}/\tau_f)$, il reste faible dès que le temps d'interaction t_{int} est supérieur à quelques τ_f : dans la situation de la figure (IV-6) ($t_{int} = 100 \mu s$, $\tau_f \simeq 10 \mu s$), la taille du faisceau au point focal est d'environ $5 \mu m$, et de $90 \mu m$ si $\tau_f = 30 \mu s$. Ces effets sont donc peu importants, et ne vont pas déterminer la taille de la tache focale en pratique.

Dispersion des vitesses longitudinales : rôle du chromatisme

Un facteur que l'on s'attend, en revanche, à voir jouer un rôle important dans la détermination de la taille du "waist" atomique est la dispersion des vitesses longitudinales. En première

approximation, la distance de convergence est en effet proportionnelle à la vitesse v_z (voir expression (IV.17)). Cette "aberration chromatique" va donc limiter la taille du faisceau au point de convergence, comme l'illustre la figure (IV-8).

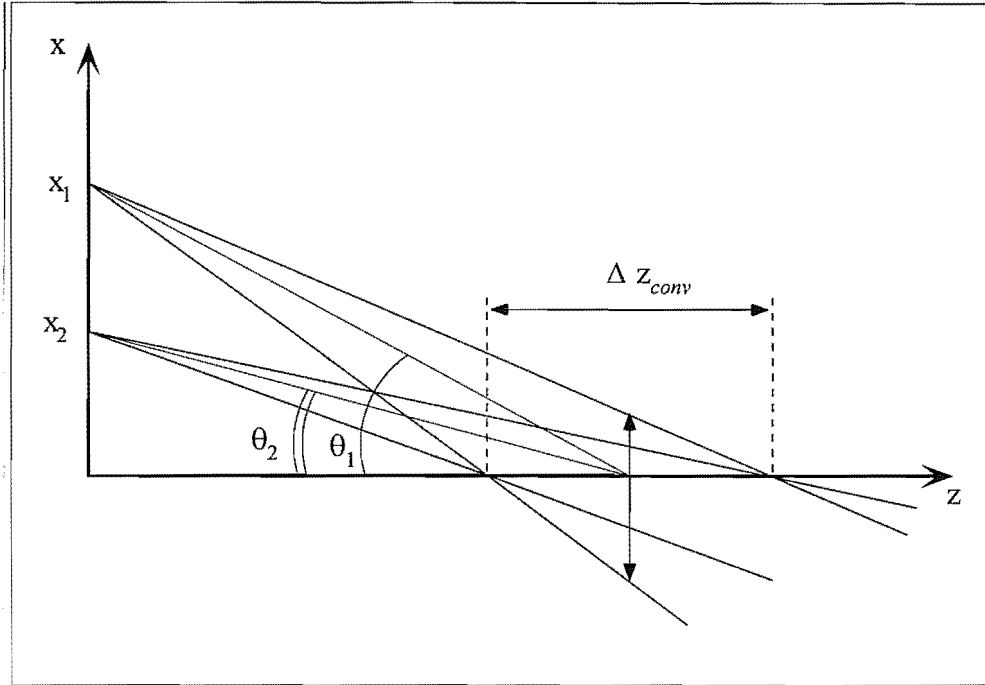


Figure IV-8 : Taille du faisceau concentré : effet du chromatisme. On a représenté deux groupes d'atomes émergeant du concentrateur à des distances différentes de l'axe. La dispersion des vitesses longitudinales a pour conséquence une dispersion des distances de convergence Δz_{conv} . La contribution à la taille au point focal décroît avec l'angle moyen θ , c'est-à-dire avec x .

On a représenté sur cette figure deux groupes d'atomes qui émergent du concentrateur à des distances différentes de l'axe. Ces deux groupes d'atomes sont caractérisés par la même dispersion Δv_z de leurs vitesses longitudinales, qui résulte en une dispersion Δz_c des distances de convergence, identique dans les deux cas. En revanche, l'angle moyen θ entre les trajectoires atomiques et l'axe Oz diminue avec x ; ainsi, les atomes qui sortent du concentrateur à une distance x de l'axe vont donner, au niveau du point focal "moyen", un faisceau de section :

$$\Delta x_c \approx x \frac{\Delta z_c}{z_c} \approx x \frac{\Delta v_z}{v_z} \quad (\text{IV.29})$$

Dans ce qui précède, on a supposé l'angle moyen de convergence θ petit (dans notre cas, il est typiquement de l'ordre de 20 mrad).

Le résultat ci-dessus indique que la taille du faisceau atomique au foyer est proportionnelle au rapport $\Delta v_z/v_z$. Cependant, pour obtenir une estimation réaliste de cette taille, on doit se garder d'utiliser directement l'expression (IV.29) en prenant pour x le diamètre du faisceau atomique en sortie du concentrateur : en procédant ainsi, on surestime considérablement la taille de la tache focale. En effet, il faut ajouter toutes les contributions dues aux atomes émergeant du concentrateur à différentes positions transverses x (c'est-à-dire sommer sur toute la distribution angulaire du jet focalisé). On obtient alors, à cause de l'effet angulaire illustré sur la figure (IV-8), une distribution spatiale des atomes au niveau du foyer beaucoup plus étroite.

Pour illustrer ces effets de façon plus qualitative, nous avons reporté sur la figure (IV-9) le résultat d'une simulation MonteCarlo où l'on compare la section du faisceau au niveau du foyer en présence et en l'absence de dispersion des vitesses longitudinales.

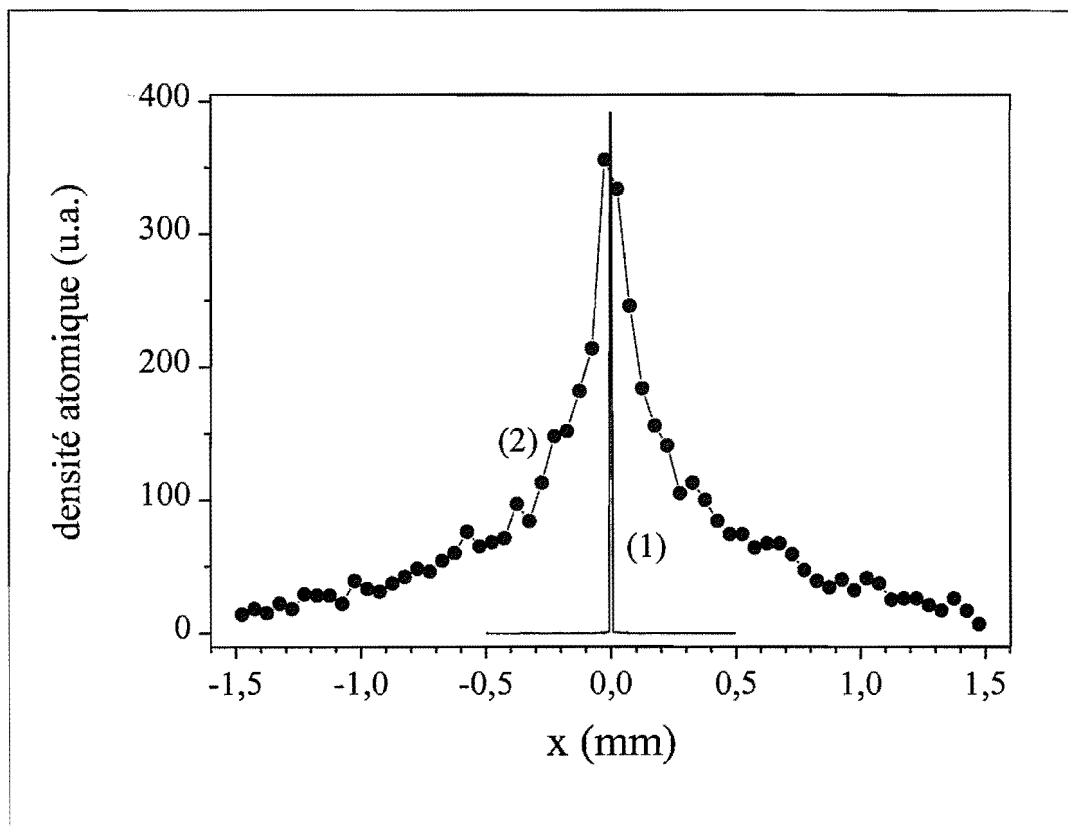


Figure IV-9 : **Effet du chromatisme : illustration.** On compare sur cette figure la section du faisceau atomique au foyer en l'absence (1) et en présence (2) d'une dispersion des vitesses longitudinales. Les profils sont obtenus par une simulation MonteCarlo réalisée avec les paramètres suivant : $\bar{v}_z = 600 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$; $\Delta v_z/v_z = 0,33$ (2) (pour (1), $\Delta v_z = 0$); $\tau_f = 9 \mu\text{s}$ et $\partial B_x/\partial x|_f = 10 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1} \rightarrow z_c \simeq 44 \text{ cm}$.

On a tracé sur cette figure la distribution transverse des atomes au niveau du foyer dans deux situations : (1) cas d'un faisceau atomique monocinétique ($\Delta v_z = 0$, $v_z = 600 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$), et (2) cas d'une dispersion non nulle des vitesses longitudinales ($\Delta v_z/\bar{v}_z = 0,33$). Dans cette simulation (1D), le gradient de champ magnétique augmente linéairement de 0 à $10 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$ et la constante de temps de friction vaut $\tau_f = 9 \mu\text{s}$ ($\rightarrow z_c = 44 \text{ cm}$). La distribution spatiale des atomes à l'entrée du concentrateur est gaussienne, de largeur totale à mi-hauteur 15 mm .

En l'absence de dispersion (1), la taille est fixée par les mécanismes cités plus haut à environ $10 \mu\text{m}$. En présence de dispersion (2), la distribution spatiale est beaucoup plus large (largeur totale à mi-hauteur $\simeq 270 \mu\text{m}$) et présente une allure caractéristique, assez "pointue", avec des ailes très larges. Ces ailes sont dues aux contributions des atomes les plus éloignés de l'axe (voir figure (IV-8)), et contiennent une proportion importante du faisceau atomique. Cependant, on constate que la largeur totale à mi-hauteur de $270 \mu\text{m}$ reste assez réduite.

Dans notre situation expérimentale typique, le faisceau atomique incident dans le concentrateur a été préalablement ralenti dans le ralentisseur Zeeman; comme nous l'avons vu dans

la partie [III. 4], la dispersion des vitesses longitudinales est alors considérablement réduite ($\Delta v_z/\bar{v}_z < 10^{-2}$). L'effet du chromatisme est donc *a priori* négligeable dans les résultats que nous présentons lors de l'étude expérimentale du concentrateur.

Diffusion

Un dernier facteur susceptible de contribuer à la taille du faisceau focalisé est la température (transverse) des atomes, qui résulte de la compétition entre les processus de friction et de diffusion dans le concentrateur. Ainsi, à une position transverse en sortie de la zone d'interaction va correspondre non plus une unique vitesse transverse, mais une certaine distribution dont la largeur Δv_x^T caractérise la température de l'échantillon atomique. La taille résultante Δx_c pour le faisceau concentré est alors simplement le produit de cette dispersion des vitesses par le temps de propagation jusqu'au foyer :

$$\Delta x_c \approx \Delta v_x^T \frac{z_c}{v_z} \quad (\text{IV.30})$$

Pour chiffrer cet effet, il nous faudrait connaître la largeur de la distribution de vitesses Δv_x^T . On peut prendre comme base d'estimation la vitesse *rms* mesurée pour les atomes d' He^* piégés dans le MOT de la référence [42], qui est de l'ordre du $m \cdot s^{-1}$. En prenant les mêmes paramètres que précédemment ($v_z = 600 m \cdot s^{-1}$, $z_c = 44 cm$), on obtient alors $\Delta x_c \simeq 1,8 mm$ (largeur totale à mi-hauteur).

On conclut donc que ce mécanisme est celui qui domine dans la détermination de la taille du jet atomique focalisé. Même dans le cas (optimiste) où la limite Doppler est atteinte ($v_{x rms} = 23 cm \cdot s^{-1}$ à $1D$), on ne s'attend pas à observer une taille inférieure à $0,5 mm$ dans ces conditions. L'égalité (IV.30) montre que l'on a intérêt, pour minimiser cet effet, à utiliser la focale z_c la plus faible possible, c'est-à-dire le gradient de champ magnétique le plus élevé (la focale étant, au premier ordre, proportionnelle à v_z).

6) Force magnétique

L'analyse que nous avons menée jusqu'ici suppose que les atomes ne subissent plus aucune force après sortie de la zone d'interaction avec les faisceaux laser. En réalité, un atome qui se propage dans le champ quadrupolaire subit une force purement magnétique, qui dérive du déplacement Zeeman du niveau dans lequel il se trouve (voir [I]). Pour un atome dans le sous-niveau Zeeman m_f de l'état "fondamental" 2^3S_1 (facteur de Landé $g_f = 2$), cette force s'écrit :

$$\mathbf{F}_{mag} = -2\mu_B m_f \nabla B \quad (\text{IV.31})$$

On ne va considérer ici que le gradient transverse de champ magnétique, le gradient longitudinal étant beaucoup plus réduit. La force magnétique est donc transverse, et dépend du sous-niveau Zeeman m_f dans lequel se trouve l'atome à la sortie du concentrateur, qui est en toute rigueur une quantité aléatoire. Pour estimer l'ordre de grandeur de l'effet, on peut cependant faire l'hypothèse qu'un atome qui émerge du concentrateur à une position transverse $x > 0$ (resp. < 0) a été pompé optiquement dans le sous-niveau $m_f = -1$ (resp. $+1$), car il a interagité préférentiellement avec l'onde σ^- (voir figure (IV-1)). Dans cette hypothèse, la force magnétique va donc être *positive* (resp. *négative*) pour les atomes qui émergent avec des x *positifs* (resp. *négatifs*) : elle va donc tendre à faire diverger le jet atomique.

La force magnétique donnée par l'expression (IV.31) est considérablement plus faible (de plus de trois ordres de grandeur, pour les paramètres typiques du concentrateur) que la force magnéto-optique qui s'exerce sur les atomes lors de l'interaction avec les faisceaux laser. Cependant, comme nous le verrons lors de la description du montage expérimental (voir figure (IV-12)), le gradient du champ quadrupolaire continue de croître après la zone d'interaction avec les lasers, pour ensuite décroître de nouveau. Pour obtenir l'impulsion (transverse) totale communiquée à l'atome par la force magnétique, il faut intégrer celle-ci sur l'ensemble du profil $\partial B_x / \partial x(z)$. Dans notre situation expérimentale, la vitesse transverse *maximale* communiquée par la force magnétique à un atome de vitesse $v_z = 500 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ est d'environ $0,4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ($\approx 0,2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ pour une situation typique). Nous avons estimé, à l'aide d'une simulation Monte-Carlo, l'élargissement de la "tache focale" qui en résulte à environ $100 - 200 \mu\text{m}$. On en conclue donc que cet effet reste faible devant celui de la diffusion transverse dans le concentrateur.

IV.3 Le concentrateur : réalisation expérimentale

IV.3. A Montage expérimental

Nous décrivons dans cette section la réalisation expérimentale du concentrateur. Le schéma optique employé fait l'objet du premier paragraphe. Nous détaillons ensuite la configuration de la partie "magnétique" du montage. Le contrôle précis du profil du gradient quadrupolaire, qui est l'un des paramètres clés de cette expérience, fait l'objet d'une discussion approfondie.

1) Le montage optique

Nous avons représenté sur la figure (IV-10) le schéma qui a été adopté pour la réalisation du concentrateur.

Le faisceau laser est mis en forme grâce à des prismes anamorphoseurs, puis divisé en deux bras d'égale intensité. La polarisation des faisceaux est rendue circulaire par passage dans l'ensemble cube polariseur-lame quart-d'onde. Les faisceaux sont ensuite dilatés par un télescope jusqu'à la dimension souhaitée, puis envoyés dans l'enceinte ; ils sont ensuite rétro-réfléchis, la conversion σ^+ / σ^- étant assurée par le double passage à travers une nouvelle lame quart-d'onde.

Tout comme pour la mélasse transverse, on a intérêt à ce que la longueur d'interaction entre les atomes et les faisceaux laser soit aussi grande que possible. Dans la configuration de la figure (IV-10), cette longueur est limitée par le diamètre des lames quart-d'onde disponibles à 5 cm ¹⁶.

Les faisceaux laser du concentrateur sont elliptiques, de dimension $5 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$. La puissance laser maximale disponible dans chaque bras est d'environ 15 mW (soit un paramètre de saturation maximal d'environ 10). Le désaccord du laser est ajusté par l'application d'un champ magnétique dans la cellule d' He^* servant de référence de fréquence (voir figure (IV-3)).

¹⁶ il existe d'autres alternatives pour transformer une polarisation circulaire "gauche" en circulaire "droite", comme par exemple utiliser deux réflexions successives sur une interface métallique à 45° [39] ; nous ne les avons pas retenues pour simplifier le montage.

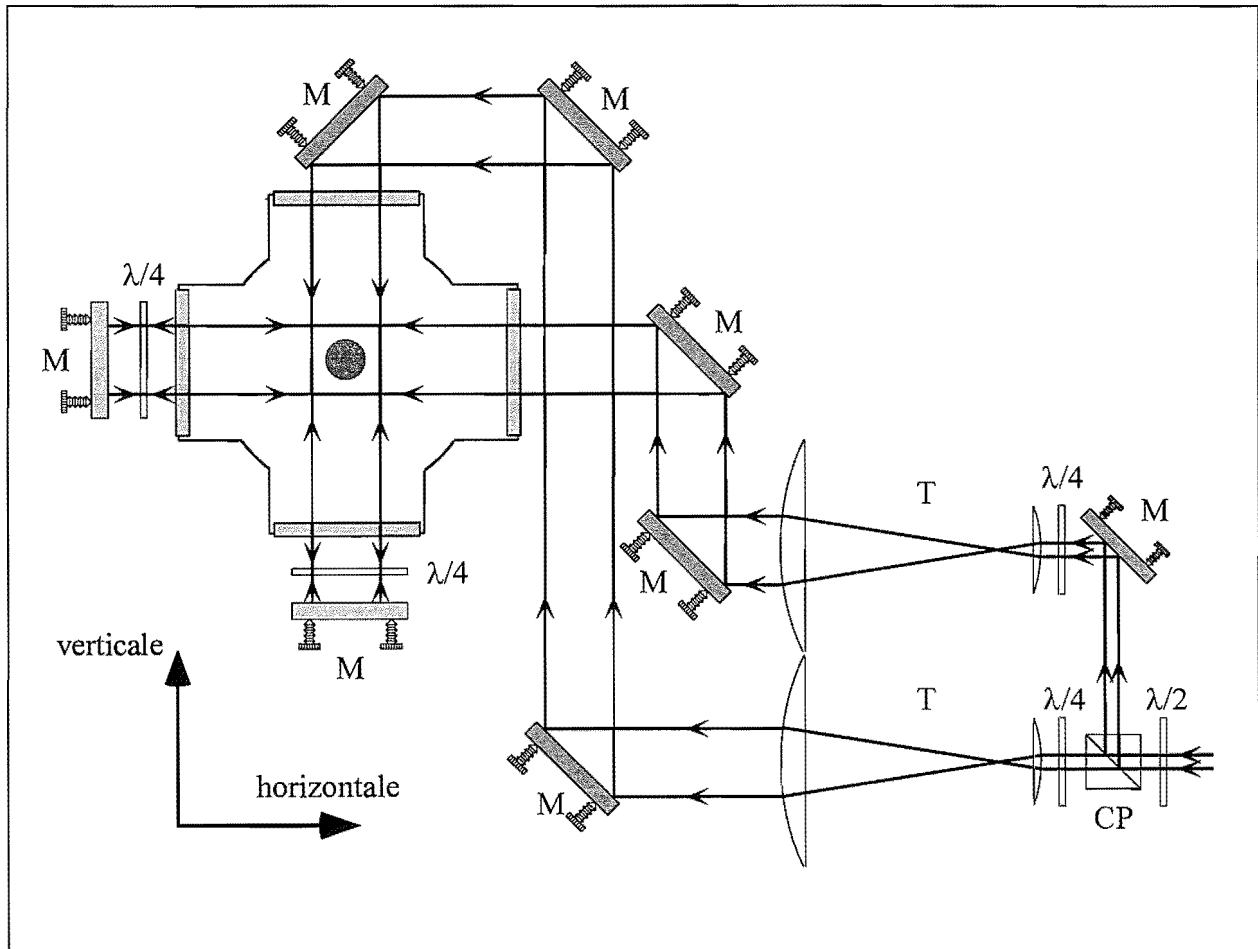


Figure IV-10 : **Schéma optique du concentrateur.** Le schéma utilisé est similaire à celui de l'étage de collimation transverse. Le faisceau laser préalablement mis en forme est divisé en deux parties d'égale intensité. L'utilisation du cube polariseur (CP) suivi d'une lame quart-d'onde ($\lambda/4$) permet d'obtenir une polarisation circulaire. Les faisceaux sont ensuite agrandis grâce aux télescopes (T), puis envoyés dans l'enceinte à vide. Le double passage à travers les lames quart-d'ondes assure l'orthogonalité des polarisations (circulaires) des faisceaux incidents et rétro-réfléchis.

2) Le champ magnétique quadrupolaire

Création du champ magnétique

Nous avons le choix entre deux méthodes pour créer le champ magnétique dont nous avons besoin. On peut utiliser des électro-aimants, ou bien des aimants permanents. Les électro-aimants ont le gros avantage de permettre un ajustement facile du champ magnétique par le courant. Toutefois, les contraintes géométriques imposent dans notre montage expérimental une distance minimale des aimants à l'axe du jet de $6,5 \text{ cm}$ (si l'on écarte la solution des bobines placées sous vide, nettement plus compliquée). Dès lors, le calcul montre que la densité de courant requise pour obtenir un gradient de l'ordre de $10 - 20 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$ en sortie de la zone d'inter-

action est assez prohibitive ¹⁷. Il est par contre facile d'obtenir les niveaux d'induction magnétique requis avec des aimants permanents à base de matériaux "standard" comme les ferrites. Nous avons donc choisi cette solution pour cette expérience de démonstration. La géométrie du système est schématisée sur la figure (IV-11).

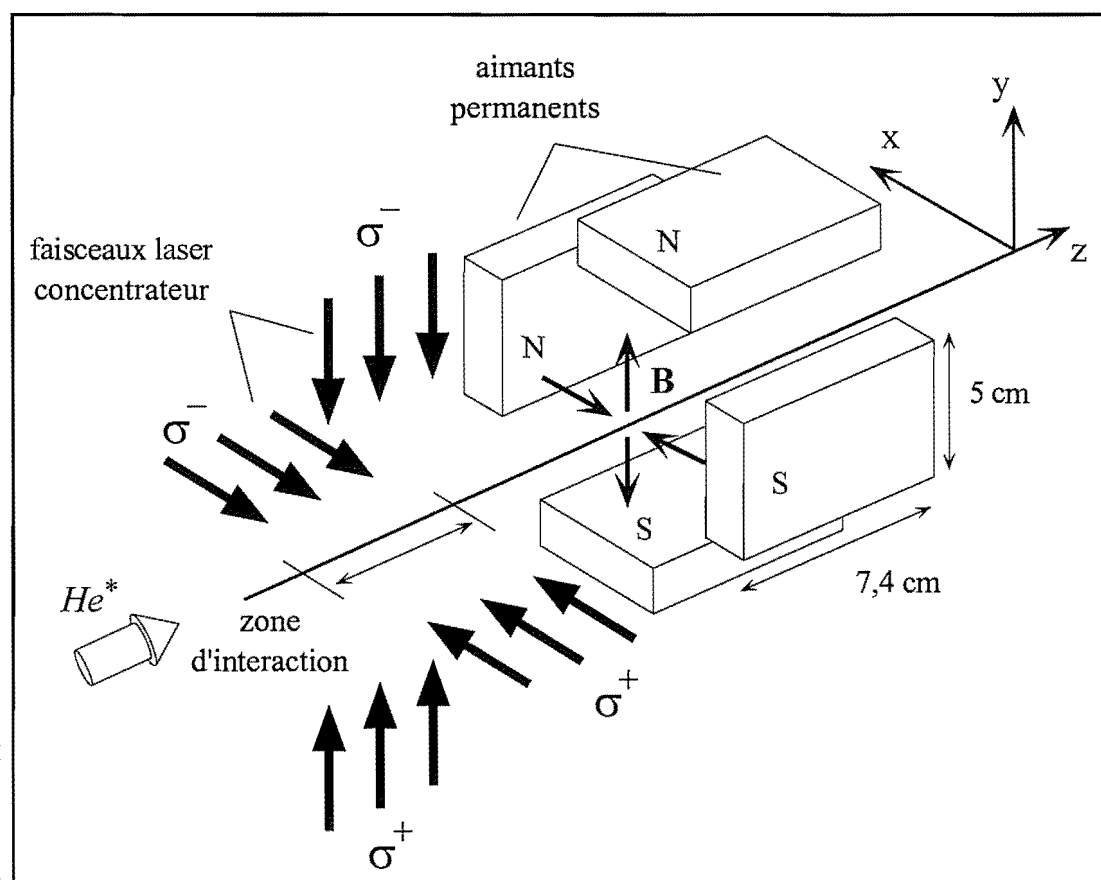


Figure IV-11 : Création du champ magnétique. Le champ magnétique quadrupolaire est produit par quatre aimants permanents de dimensions $7,5 \times 5 \times 2$ cm. Ceux-ci sont placés en aval de la zone d'interaction entre les atomes et les faisceaux laser, ce qui permet d'obtenir un gradient qui augmente avec z .

Les aimants utilisés sont quadrangulaires, de dimension $7,4 \times 5 \times 2$ cm. La zone d'interaction avec les faisceaux laser est située en amont des aimants : on utilise donc le "champ de bord" créé par ceux-ci, dont la croissance fournit le profil désiré pour le gradient. La figure (IV-12) illustre cette configuration dans le plan xOz .

Nous disposons de deux moyens pour modifier le profil du gradient $\partial B_x / \partial x(z)$ vu par les atomes dans la zone d'interaction. Le premier consiste à modifier la distance D_a entre les aimants. Dans ce cas, on agit à la fois sur l'amplitude et sur la forme du profil de gradient : plus les aimants sont proches, et plus le gradient est élevé et varie brutalement lorsque l'on se déplace suivant Oz . On peut également traduire en bloc les aimants parallèlement à l'axe du jet, ce qui permet d'explorer une partie du profil représenté sur la figure (IV-12).

¹⁷ Cette solution reste envisageable si l'on associe aux bobines de l'électro-aimant des noyaux de fer doux.

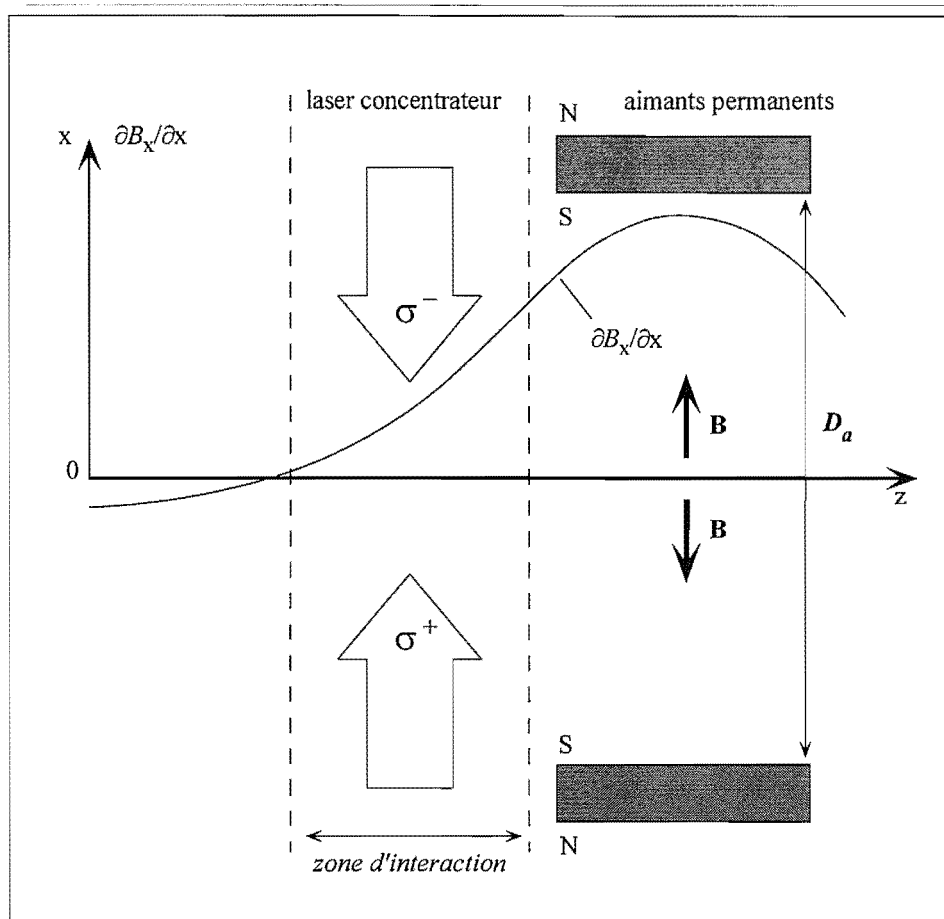


Figure IV-12 : **Création du profil de gradient de champ magnétique.** On utilise le "champ de bord" des aimants permanents pour créer le gradient de champ magnétique inhomogène du concentrateur. Dans la zone d'interaction avec les faisceaux laser, située en amont des aimants, le gradient augmente de façon monotone avec z . En jouant sur la distance inter-aimants D_a , on peut modifier le profil du gradient. Noter le fait que le gradient finit par changer de signe lorsque l'on s'éloigne des aimants le long de l'axe Oz .

On remarquera que, sur la figure (IV-12), le gradient de champ magnétique s'annule et change de signe en un point situé un peu avant le début de la zone d'interaction. La position de ce point dépend de la distance D_a entre aimants ; dans la pratique, il faut toujours veiller à ce qu'il soit situé en aval de la zone d'interaction.

Le champ magnétique : calcul et mesure

Calcul du champ magnétique

Comme dans le cas du ralentissement Zeeman, il est important de connaître avec une bonne précision le champ magnétique dans le dispositif ; on peut ainsi ajuster les paramètres expérimentaux pour obtenir le profil de gradient désiré, et interpréter les résultats. La mesure du champ quadrupolaire étant relativement délicate, le calcul reste un outil indispensable. Pour modéliser le champ magnétique créé par les quatre aimants, nous avons simulé chacun d'eux par une spire rectangulaire de même dimension ; cette approche est valide tant que l'on ne cherche pas

à calculer le champ magnétique qui règne à l'intérieur des aimants [67]. Chaque spire rectangulaire étant constituée de quatre fils, on obtient une expression analytique pour les trois composantes du champ magnétique en tout point de l'espace.

Pour tester la validité de ce modèle, nous avons mesuré à l'aide d'une sonde à effet Hall la composante B_x du champ magnétique normale à la surface d'un aimant, en fonction de la distance à cette surface sur l'axe de symétrie de l'aimant. La figure (IV-13) compare le résultat de cette mesure au profil calculé.

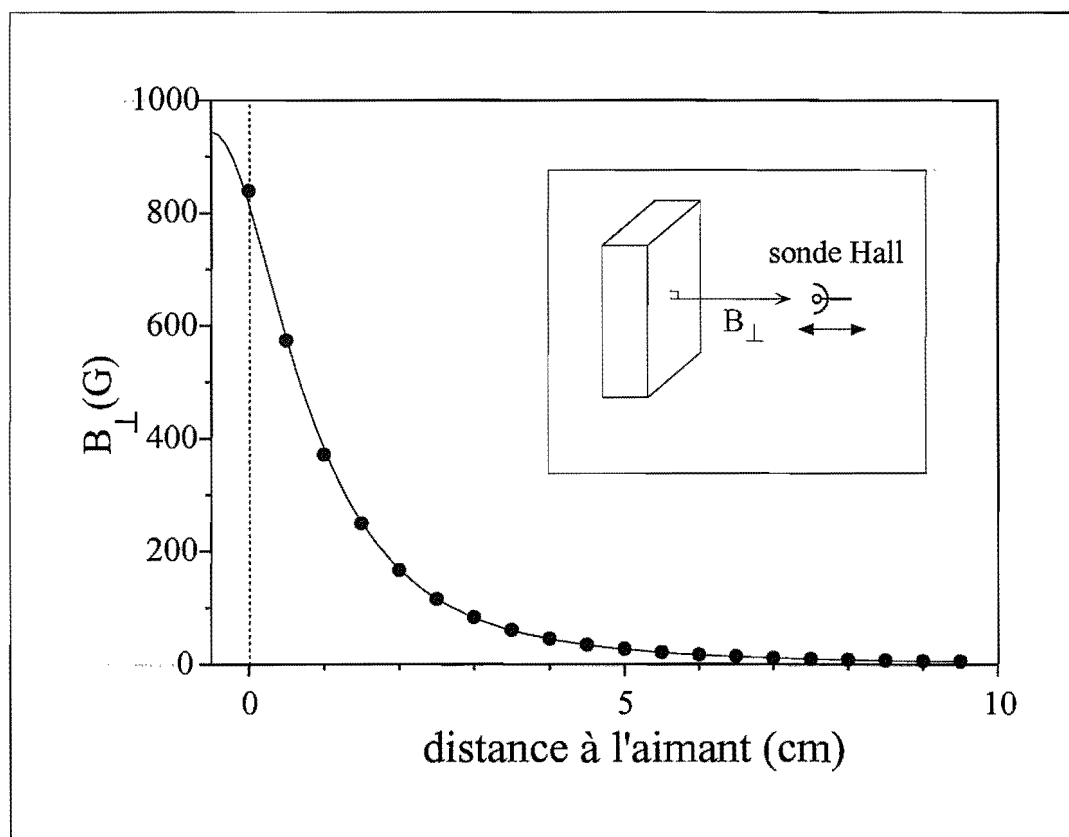


Figure IV-13 : **Calcul du champ magnétique : vérification du modèle.** On a mesuré la composante B_{\perp} du champ magnétique créée par un seul aimant (dimensions $4,2 \times 2,5 \times 0,9$ cm) dans la direction normale à sa surface, en fonction de la distance à cette surface (mesure effectuée sur l'axe de symétrie de l'aimant). Les valeurs mesurées (cercles) et calculées (traits pleins) sont reportées en fonction de la distance à la surface de l'aimant. Le seul paramètre ajustable du calcul est le courant qui circule dans la spire équivalente.

On a représenté sur cette figure la composante du champ magnétique normale aux grandes faces de l'aimant, en fonction de la distance à la surface. L'aimant utilisé pour cette mesure a pour dimensions $4,2 \times 2,5 \times 0,9$ cm. Les cercles correspondent au champ mesuré grâce à une sonde à effet Hall. La courbe en traits pleins a été calculée, avec pour seul paramètre ajustable le courant équivalent qui circule dans la spire ; celui-ci a été ajusté pour faire correspondre l'expérience et la mesure au point de contact avec la surface (origine des abscisses). On vérifie que le profil calculé est en bon accord avec la mesure.

La figure (IV-14) donne un exemple de profils calculés pour le gradient transverse $\partial B_x / \partial x (z)$, dans la configuration à quatre aimants de la figure (IV-11), pour différentes valeurs de la distance inter-aimants D_a . Le courant circulant dans les spires équivalentes aux aimants vaut 6650 A.

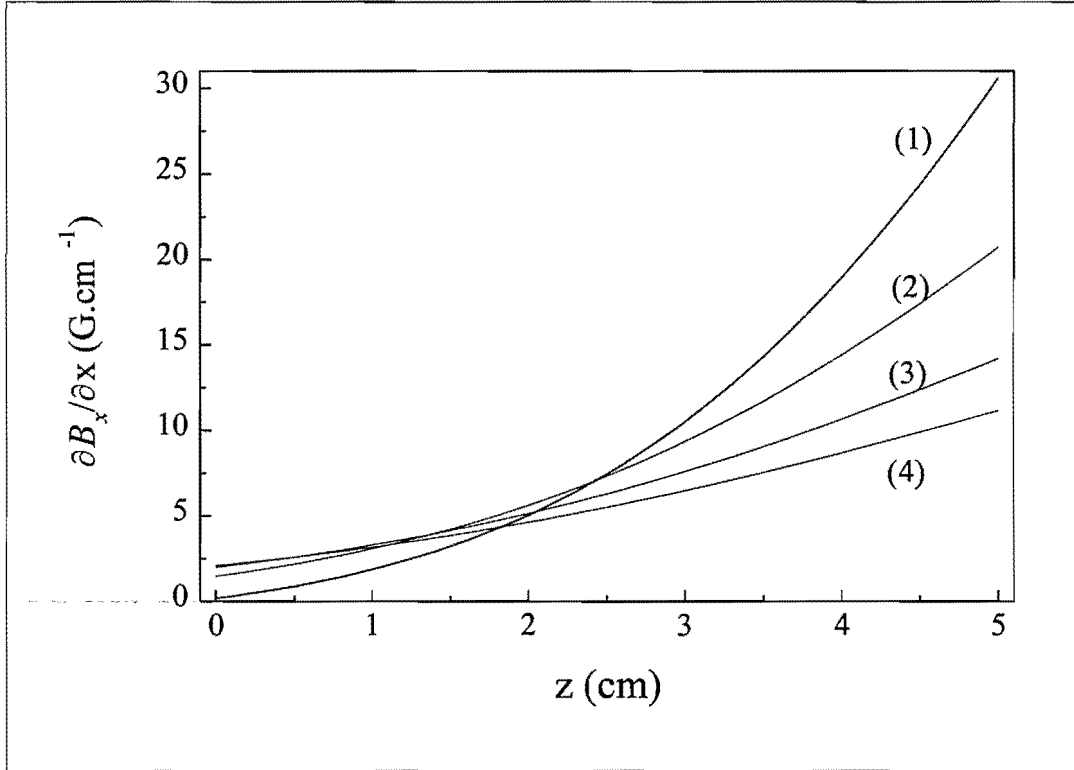


Figure IV-14 : **Profils calculés du gradient de champ magnétique.** On a tracé le profil calculé $\partial B_x / \partial x (z)$ dans la zone d'interaction avec les lasers : $0 \leq z \leq z_{int} = 5$ cm (le bord des aimants est situé à $z = 6,5$ cm). Les courbes correspondent à différentes valeurs de la distance D_a entre les aimants. (1) $\rightarrow D_a = 13$ cm ; (2) $\rightarrow D_a = 16$ cm ; (3) $\rightarrow D_a = 19$ cm ; (4) $\rightarrow D_a = 21$ cm. Le courant équivalent dans les spires est de 6650 A.

La zone d'interaction avec les faisceaux laser est définie par $0 \leq z \leq z_{int} = 5$ cm ; la distance entre la zone d'interaction et les aimants est égale à 1,5 cm (le bord des aimants est donc situé à $z = 6,5$ cm sur la figure). Les profils (1), (2), (3) et (4) correspondent à des distances inter-aimants de 13, 16, 19 cm et 21 cm respectivement.

On note que le profil varie rapidement avec la distance D_a ; lorsque D_a diminue, le gradient augmente et varie plus rapidement avec z . Ces calculs montrent qu'il est possible de travailler avec des gradients en fin de zone d'interaction ≤ 30 G \cdot cm $^{-1}$. Il faut toutefois prendre garde au fait que le signe du gradient peut changer si l'on rapproche trop les aimants. En effet, on note que pour le profil (1) la valeur du gradient en $z = 0$ est pratiquement nulle ; si l'on utilise une distance $D_a < 13$ cm, le gradient devient négatif sur une certaine plage en début de la zone d'interaction, ce qui revient à réduire le temps d'interaction "utile".

Topographie du champ quadrupolaire : vérification expérimentale

Nous avons également effectué des mesures sur le champ quadrupolaire, avec pour objectif de vérifier sa conformité au champ calculé. L'une des hypothèses sur laquelle est basé le principe du concentrateur est la variation linéaire du champ transverse avec la distance à l'axe. Sur la figure (IV-15) est tracée la composante B_x du champ, mesurée en fonction de la distance x à l'axe Oz (en $y = 0$).

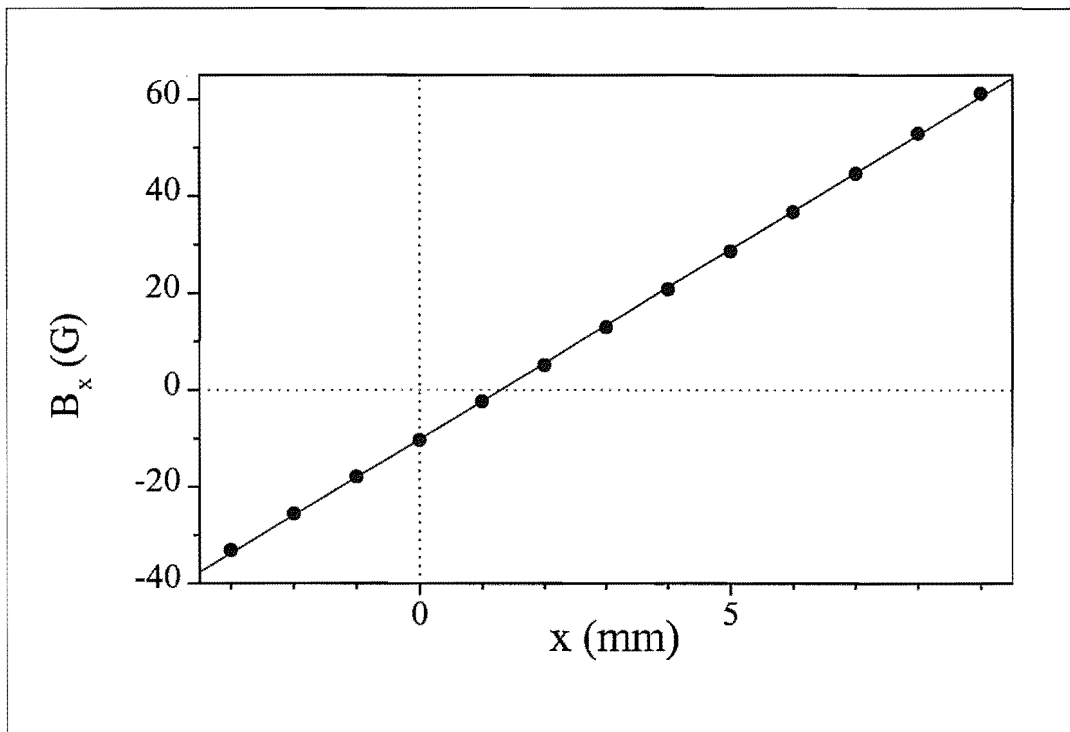


Figure IV-15 : Mesure de la linéarité du champ quadrupolaire. On a reporté (cercles) la composante B_x (en $y = 0$) du champ magnétique, mesurée en fonction de la distance x à l'axe du jet. La distance entre aimants vaut $D_a = 13 \text{ cm}$. La mesure a été effectuée dans l'entrefer des aimants ($z \simeq 10 \text{ cm}$, avec l'origine prise au début de la zone d'interaction), ce qui explique la valeur élevée du gradient mesuré ($\partial B_x / \partial x \simeq 78 \cdot \text{G} \cdot \text{cm}^{-1}$).

La distance inter-aimants est pour cette mesure de 13 cm . On observe bien une variation linéaire du champ dans la plage explorée. Le léger décalage ($\sim 1 \text{ mm}$) entre la position du zéro de champ magnétique et l'axe ($x = 0$) est sans doute imputable à la différence d'aimantation des aimants en ferrite. La mesure ayant été effectuée dans l'entrefer des aimants ($z = 10 \text{ cm}$ avec l'origine au début de la zone d'interaction), on obtient une valeur élevée ($\simeq 78 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$) pour le gradient de champ magnétique.

La seconde quantité à mesurer est le profil du gradient de champ magnétique $\partial B_x / \partial x (z)$, également en $y = 0$. On a reporté sur la figure (IV-16) les profils mesurés pour deux valeurs de la distance inter-aimants D_a .

Les cercles correspondent aux valeurs mesurées pour $D_a = 13 \text{ cm}$ (cercles pleins) et $D_a = 19,4 \text{ cm}$ (cercles ouverts). La quantité mesurée est en fait le champ B_x à 1 cm de l'axe Oz .

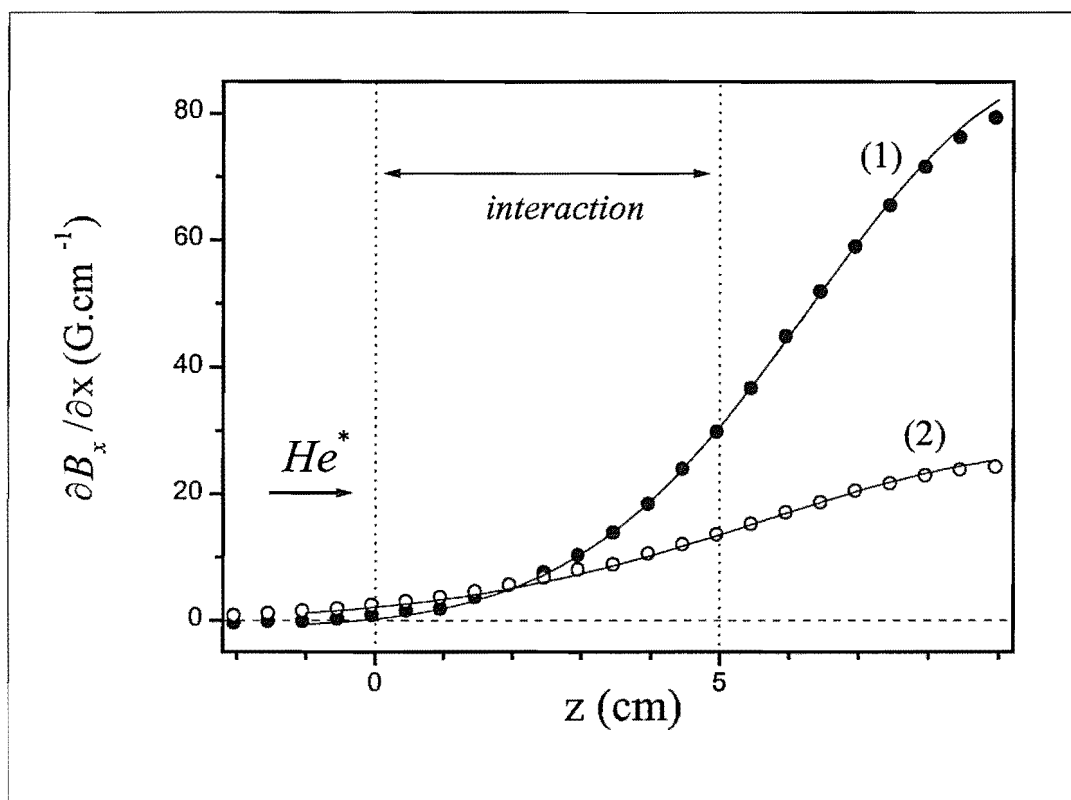


Figure IV-16 : Mesure du profil du gradient de champ magnétique. On a tracé le gradient de champ magnétique $\partial B_x / \partial x (z)$ mesuré (cercles) en fonction de la position suivant l'axe Oz du jet, en $y = 0$. Les courbes (1) et (2) correspondent à $D_a = 13$ cm et 19,4 cm, respectivement. Les courbes en traits pleins correspondent aux profils calculés. La zone d'interaction entre les atomes et les faisceaux lasers est matérialisée par les lignes pointillées.

Nous avons également mesuré, pour chacun des quatre aimants, la composante normale aux grandes faces du champ magnétique : celle-ci varie de $\pm 5\%$, avec une valeur moyenne de 886 G.

Les courbes en traits pleins représentent les profils calculés ; le courant dans les spires (le même pour les courbes (1) et (2), $i = 6650$ A) a été ajusté de manière à reproduire les profils mesurés. Il est supérieur d'environ 20 % à la valeur nécessaire pour reproduire le champ mesuré à la surface des aimants ($B = 886$ G). Comme on peut le constater, le calcul permet de retrouver avec une bonne précision les valeurs mesurées.

La dernière mesure, illustrée sur la figure (IV-17), a consisté à mesurer le gradient ($\partial B_x / \partial x|_f$) en fin de la zone d'interaction avec les lasers, en fonction de la distance entre aimants. Cette quantité est des plus importantes, car elle détermine la focale du concentrateur.

Les cercles correspondent à la mesure, et la courbe en traits pleins aux valeurs calculées avec le même courant que pour la figure (IV-16).

Les comparaisons effectuées dans ce paragraphe nous ont permis de vérifier le bon accord entre mesure et calcul. On utilisera donc, pour l'interprétation des résultats expérimentaux, le profil de champ magnétique calculé à partir de la valeur de D_a utilisée.

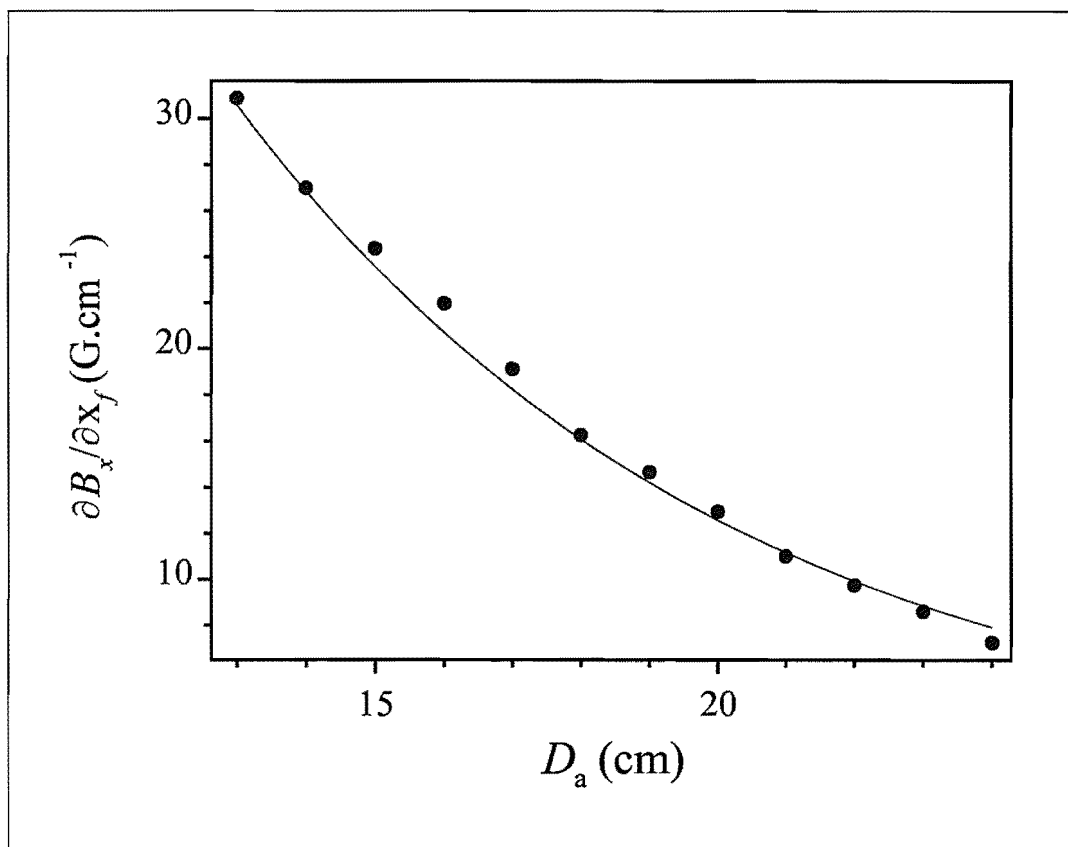


Figure IV-17 : **Mesure du gradient final.** Le gradient a été mesuré en sortie de la zone d'interaction, en fonction de la distance D_a entre les aimants. Les cercles correspondent à la mesure, et la courbe en traits pleins au calcul (où l'on a pris le même courant de 6650 A que pour la figure (IV-16)).

IV. 3. B Etude expérimentale du concentrateur

Nous abordons à présent l'étude expérimentale de la focalisation du faisceau d' He^* à l'aide du concentrateur. La première partie est consacrée à l'étude de la focale, dans le but de tester la validité du modèle développé plus haut [IV 2. C]. Dans la deuxième partie, on s'intéresse à la taille du faisceau atomique au niveau du point focal ; on y confronte les observations expérimentales aux résultats de l'analyse qui a été menée dans la partie théorique. Nous chiffrons dans une troisième partie le gain en intensité atomique obtenu au niveau du point focal avec le concentrateur. Nous montrons ensuite qu'il est possible, en appliquant un champ magnétique (homogène) supplémentaire, de déplacer et de balayer la position de la "tache" d'atomes focalisés.

1) Etude de la focale

Mise en évidence de la focalisation

L'étude du concentrateur requiert la capacité de mesurer la section transverse du jet atomique ralenti. A cette fin, nous avons utilisé les méthodes de détection optique décrites dans la section

[II. 3]. En particulier, la technique de la sonde balayée (voir section [II. 3. E. 2]) s'est révélée très utile, en permettant une visualisation "en temps réel" de la section du jet et une mesure précise de sa dimension. Sauf mention explicite du contraire, toutes les courbes expérimentales présentées ont été obtenues pour une focalisation du jet atomique dans une seule dimension.

Un exemple typique des signaux obtenus est donné sur la figure (IV-18), où l'on observe l'effet de compression spatiale du faisceau atomique lorsque l'on met en opération le concentrateur.

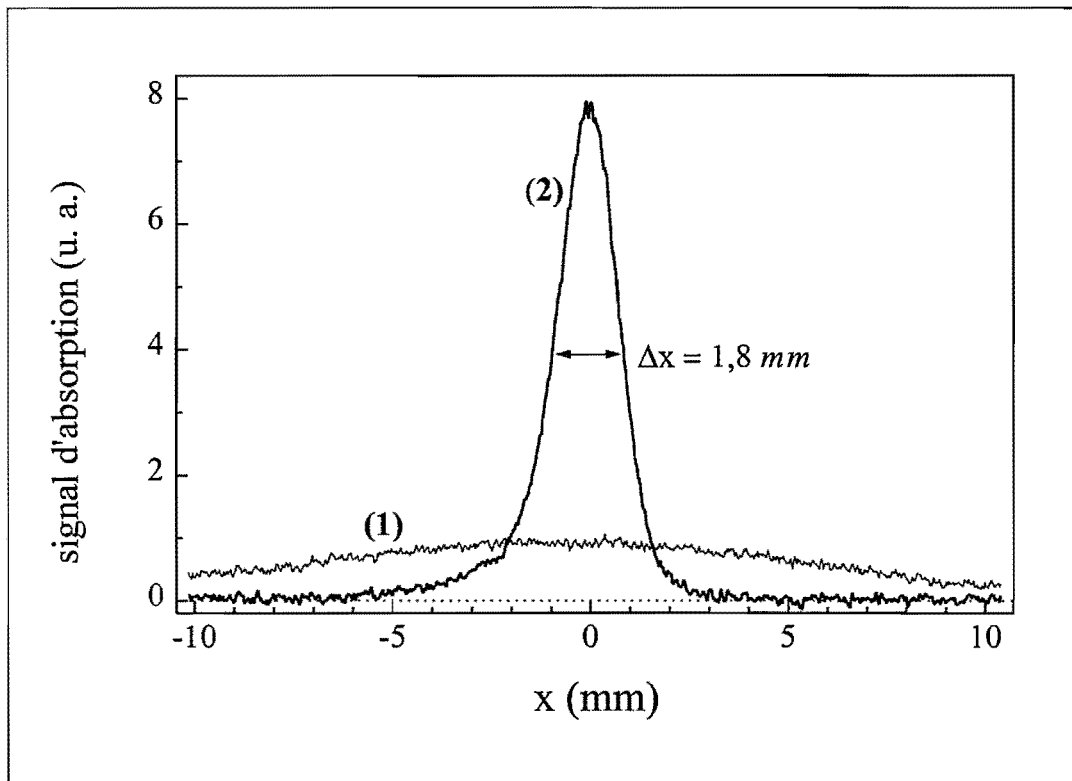


Figure IV-18 : **Observation de la concentration à 1D.** On a reporté sur ce graphe les sections transverses du faisceau atomique mesurées par la technique du miroir oscillant, en l'absence (1) et en présence (2) des faisceaux laser du concentrateur. Les atomes sont ralentis à $v_z \simeq 500 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Les aimants sont distants de $D_a = 24,4 \text{ cm}$, ce qui correspond à un gradient de champ magnétique $\partial B_x / \partial x_f \simeq 7,5 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$ en sortie d'interaction. La mesure est effectuée à $z_{\text{obs.}} = 46 \text{ cm}$ en aval du concentrateur.

On compare les signaux obtenus en l'absence (1) et en présence (2) des faisceaux laser du concentrateur (faisceaux "verticaux" uniquement). Cette mesure a été réalisée avec des atomes ralentis à une vitesse de $500 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. L'écart entre les aimants est de $24,4 \text{ cm}$, ce qui correspond à un gradient de champ magnétique final $\partial B_x / \partial x_f \simeq 7,5 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$. La section du faisceau atomique est mesurée en un point situé à 46 cm en aval du concentrateur, qui correspond à la position du foyer dans ces conditions.

On observe sur le profil (1) que le faisceau atomique ralenti s'est considérablement étalé sous l'effet de la diffusion transverse, jusqu'à atteindre une largeur totale à mi-hauteur d'environ 16 mm (voir figure (IV-48)). Lorsque les faisceaux laser du concentrateur sont appliqués (profil (2)), on observe une distribution spatiale beaucoup plus étroite (largeur totale à mi-hauteur = $1,8$

mm) pour le faisceau atomique, qui s'accompagne d'une augmentation notable de la densité spatiale. Nous reviendrons plus loin sur les informations que l'on peut tirer de ces profils.

La façon la plus directe de démontrer l'effet de focalisation du jet atomique après passage dans le concentrateur consiste à mesurer sa section en divers points en aval. Nous avons réalisé cette expérience, dont les résultats sont illustrés sur la figure (IV-19).

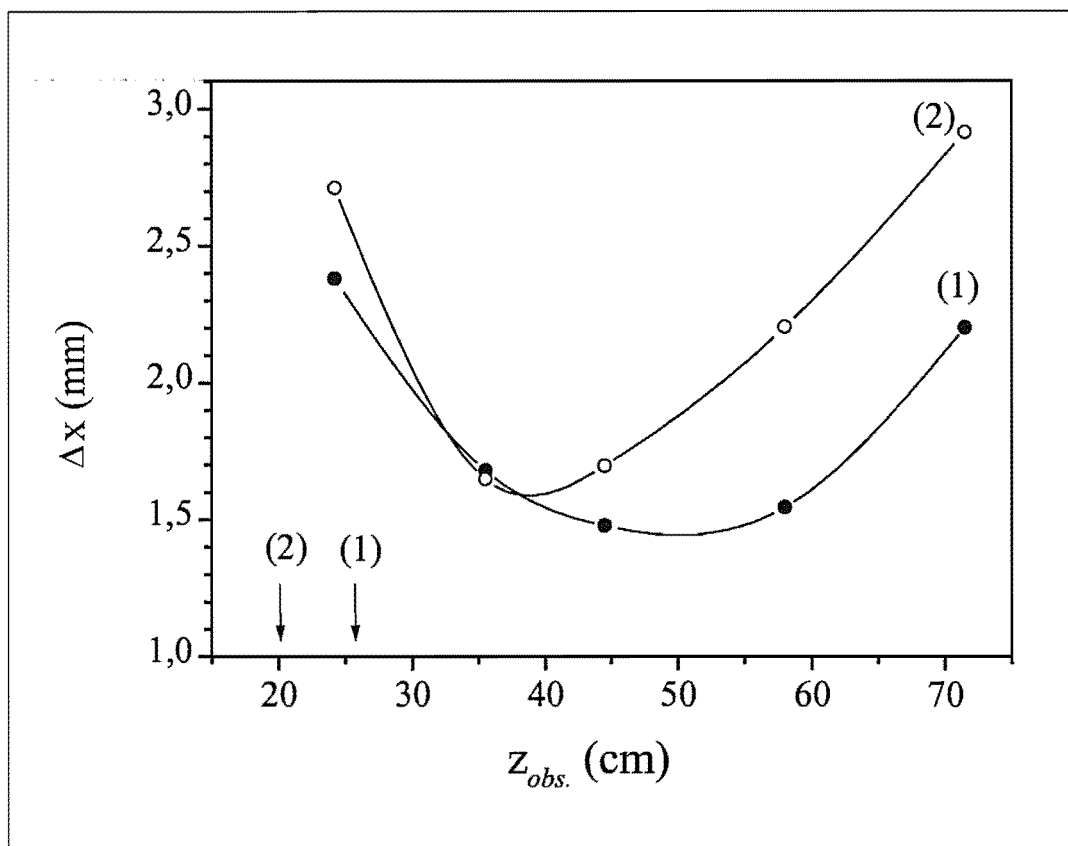


Figure IV-19 : Mise en évidence de la focalisation. On a mesuré, par voie optique, la section Δx (largeur totale à mi-hauteur) du faisceau atomique en fonction de la distance $z_{obs.}$ au concentrateur, pour des atomes non ralentis ((1), $v_z = 1200 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $\Delta v_z/\bar{v}_z \simeq 0,3$) et ralentis ((2), $v_z = 945 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $\Delta v_z/\bar{v}_z < 0,01$). Noter l'origine non nulle des ordonnées. Les flèches indiquent les distances de convergence attendues d'après l'expression (IV.17) (friction infinie) dans les deux situations.

Dans cette expérience, on a mesuré la section Δx (largeur totale à mi-hauteur) du faisceau atomique après passage du concentrateur, à différentes distances $z_{obs.}$ de celui-ci. Cette mesure a été effectuée respectivement avec des atomes non ralentis ((1), $\bar{v}_z = 1200 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $\Delta v_z/\bar{v}_z \simeq 0,3$) et ralentis ((2), $\bar{v}_z = 945 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $\Delta v_z/\bar{v}_z \simeq 0,02$). Le gradient de champ magnétique final vaut $\partial B_x/\partial x|_f = 30,6 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$ (distance inter-aimants $D_a = 13 \text{ cm}$). Les flèches repèrent les positions attendues pour les "points focaux" dans les deux situations, dans le modèle le plus simple où la friction est supposée infinie (expression (IV.17)).

On observe sur cette figure que la taille du faisceau atomique passe clairement par un minimum, ce qui démontre l'effet de focalisation. La taille du faisceau atomique au niveau du foyer est d'environ $1,5 \text{ mm}$ pour les atomes non ralentis, contre environ $1,7 \text{ mm}$ pour les

atomes ralentis; nous reviendrons sur cette différence lors de la discussion sur la taille du faisceau focalisé. En l'absence de focalisation, la taille du faisceau atomique est de 6 mm (atomes non ralentis), et ne varie pas de façon notable sur la plage de position d'analyse explorée.

On constate que la position du minimum augmente proportionnellement à la vitesse longitudinale des atomes, comme cela est attendu d'après la formule (IV.17). En revanche, on note que la focale observée est supérieure, d'environ un facteur 2, à la prédiction du modèle le plus simple (friction infinie). Cette observation semble donc confirmer qualitativement l'influence du "traînage" dans la détermination de la focale du concentrateur. Nous allons donc, dans les deux paragraphes qui suivent, procéder à une investigation plus poussée de la focale, en étudiant l'influence du gradient de champ magnétique et de la vitesse longitudinale.

Influence du gradient de champ magnétique et de la vitesse longitudinale

Nous disposons, avec la vitesse longitudinale atomique et le gradient de champ magnétique, de deux paramètres intervenant dans la détermination de la focale (voir expression (IV.25)), qu'il nous est possible de faire varier de manière contrôlée dans l'expérience. Nous allons donc étudier l'influence de ces paramètres sur la focalisation.

Pour réaliser cette étude, il serait extrêmement fastidieux d'utiliser la procédure de la figure (IV-19); en effet, celle-ci nécessite le déplacement du système de mesure et la remise à l'air de l'enceinte pour chaque position d'observation, car nous ne disposons pas d'assez de points d'accès optique en aval du concentrateur.

En conséquence, tous les résultats présentés dans ce qui suit sont obtenus pour une distance d'observation $z_{obs.}$ fixe, la position du minimum de taille (i.e. $z_c = z_{obs.}$) étant repérée en faisant varier la vitesse des atomes. Afin de comprendre l'allure de la variation de la section mesurée, nous faisons l'hypothèse que celle-ci obéit à la loi :

$$\Delta x(z_c) = \sqrt{\Delta x_0^2 + R^2 \left| 1 - \frac{z_{obs.}}{z_c} \right|^2} \quad (IV.32)$$

Les paramètres Δx_0 et R représentent respectivement la taille du faisceau au point focal ($z = z_c$), et sa taille en sortie du concentrateur (on suppose $\Delta x_0 \ll R$). Nous faisons l'hypothèse que ces grandeurs sont *indépendantes du paramètre qui est modifié lors de la mesure* (gradient ou vitesse): il est important de souligner que ceci ne constitue qu'une approximation à l'ordre le plus bas, car Δx_0 et R dépendent *a priori* de ces paramètres¹⁸. La focale z_c est calculée, dans l'expression (IV.32), en utilisant l'expression (IV.25)

Rôle du gradient

La figure (IV-20) illustre l'évolution de la section du faisceau atomique, mesurée en $z_{obs.} = 46$ cm, lorsque l'on fait varier la distance entre les aimants.

Les atomes sont ralentis à $v_z = 630$ m · s⁻¹. On a reporté la section de faisceau atomique en fonction de la valeur finale $\partial B_x / \partial x|_f$ du gradient de champ magnétique.

On observe clairement le passage de la section du faisceau atomique par un minimum, pour un gradient $\partial B_x / \partial x|_f \simeq 13,8$ G · cm⁻¹ ($D_a = 19,2$ cm), ce qui s'interprète comme une focalisation du jet atomique. La flèche repère la position du minimum attendue dans le modèle simplifié conduisant à l'expression (IV.17) ($v_z = 630$ m · s⁻¹ et $z_c = 46$ cm $\rightarrow \partial B_x / \partial x|_f \simeq 9$

¹⁸ par exemple, la taille minimale Δx_0 , qui dans notre analyse est déterminée par la diffusion, est alors proportionnelle au rapport z_c/v_z .

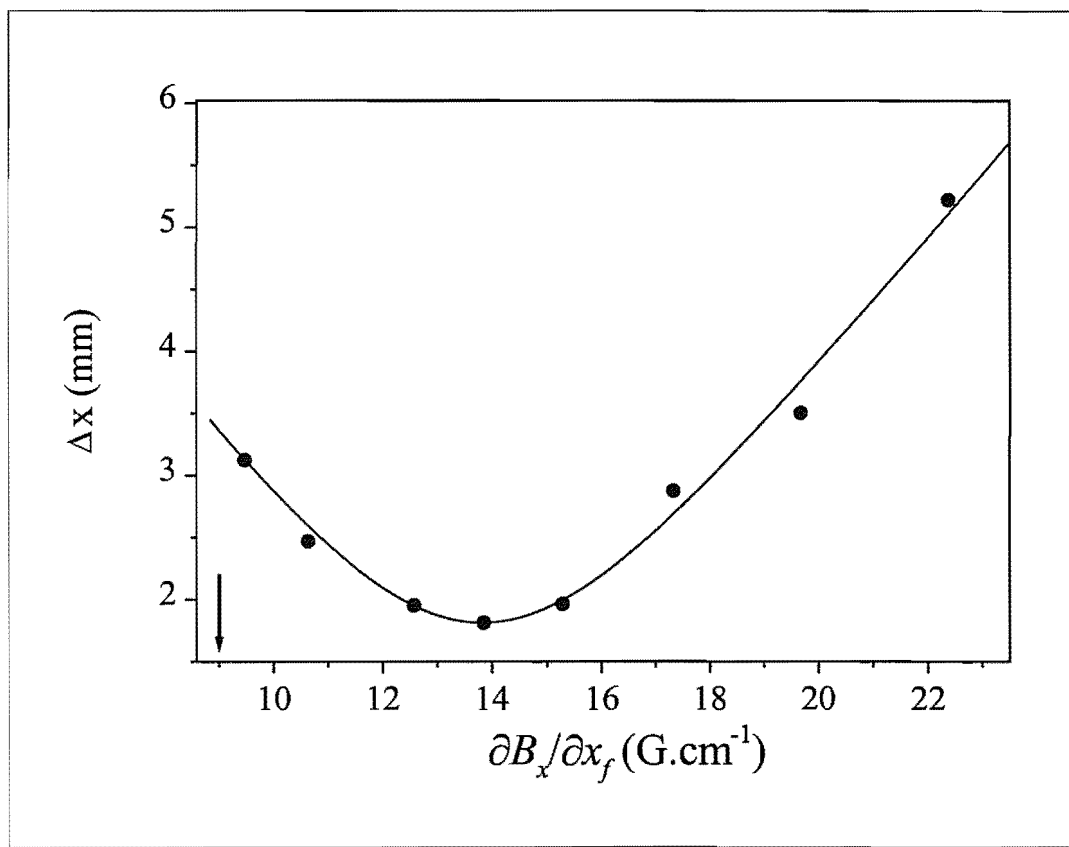


Figure IV-20 : Influence du gradient de champ magnétique sur la distance de convergence. On a mesuré la section Δx (largeur totale à mi-hauteur) du faisceau atomique à une distance fixe $z_{obs} = 46$ cm du concentrateur, en faisant varier la distance D_a entre les aimants. La vitesse des atomes vaut $v_z = 630$ m · s⁻¹. La taille est reportée en fonction du gradient de champ magnétique en fin d'interaction $\partial B_x / \partial x|_f$. La flèche indique la position attendue pour le minimum en l'absence de trainage (friction infinie), déduite de l'expression (IV.17).

$G \cdot cm^{-1}$). On constate que le minimum est obtenu pour une valeur nettement plus importante du gradient, ce qui indique que la distance de convergence est plus élevée que ne le prédit l'expression (IV.17). Cette observation semble donc à nouveau confirmer qualitativement le rôle joué par le trainage.

La courbe en traits pleins correspond à un ajustement des points expérimentaux par l'expression (IV.32), la focale étant calculée à l'aide de l'expression (IV.25) (on approxime le profil du gradient par une variation linéaire, avec $p_{grad} = \partial B_x / \partial x|_f / z_{int}$); les paramètres v_z , $\partial B_x / \partial x|_f$ et p_{grad} étant connus, le paramètre ajustable qui fixe la position du minimum est la constante de temps de friction τ_f . Cet ajustement nous conduit à une valeur de la constante de temps de friction $\tau_f \simeq 28$ μs . Cette valeur est du même ordre de grandeur que celle que l'on obtient par le calcul (expression (IV.13), $\delta_L = -3\Gamma \rightarrow \tau_f \simeq 27$ μs), en prenant en compte la largeur de raie du laser.

Rôle de la vitesse longitudinale

Nous avons renouvelé cette expérience, en maintenant cette fois le champ magnétique fixe, et en faisant varier la vitesse longitudinale des atomes. La figure (IV-21) illustre l'évolution observée de la taille du faisceau atomique.

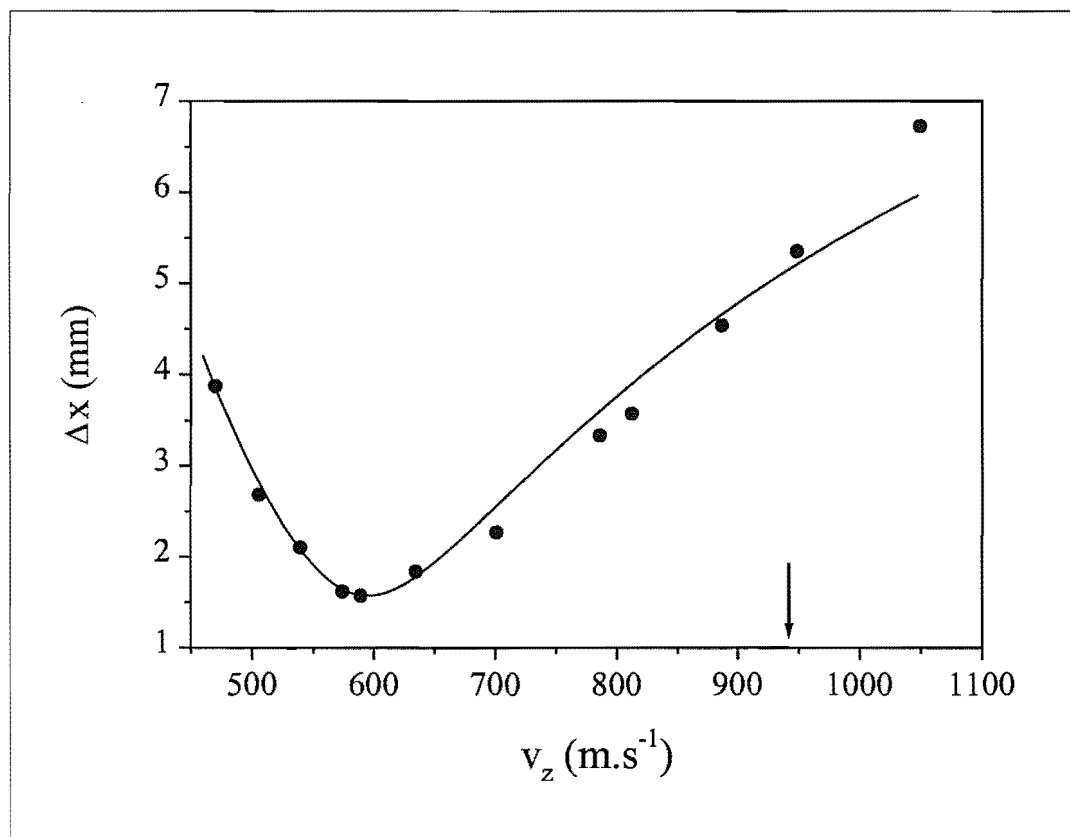


Figure IV-21 : **Influence de la vitesse atomique sur la focale.** On a reporté sur cette figure la largeur Δx (largeur totale à mi-hauteur) du faisceau atomique en fonction de la vitesse longitudinale v_z . La distance d'observation est fixe et vaut 46 cm. La distance entre aimants est fixée à $D_a = 19,4$ cm ($\rightarrow \partial B_x / \partial x|_f = 13,5 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$).

Comme dans l'expérience précédente, la section du faisceau est mesurée à 46 cm en aval du concentrateur. La distance entre aimants vaut $D_a = 19,4$ cm, ce qui correspond à un gradient $\partial B_x / \partial x|_f = 13,5 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$ en fin d'interaction avec les lasers. Comme précédemment, on observe le passage par un minimum, pour $v_z \simeq 600 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. La flèche indique la position du minimum tirée de l'équation (IV.17). L'ajustement des points expérimentaux par la formule (IV.32) (courbe en traits pleins) conduit à une valeur de la constante de temps d'amortissement de $31 \mu\text{s}$. On note que l'évolution observée pour la taille Δx diffère sensiblement de celle prévue par l'expression (IV.32) pour les vitesses élevées.

On constate néanmoins que le comportement observé, lorsque l'on fait varier la vitesse des atomes et le gradient de champ magnétique, est en bon accord qualitatif avec la description simple du fonctionnement du concentrateur que nous avons donnée dans la section [IV 2]. Nous

observons en particulier que la distance focale est notablement supérieure à la prédiction de l'équation (IV.17), ce que nous pouvons expliquer en invoquant le phénomène du traînage.

Il est intéressant, à ce stade, de faire le parallèle avec l'expérience du groupe d'Eindhoven sur un jet de Ne^* [39]. Avec des paramètres expérimentaux similaires aux nôtres (hormis les paramètres atomiques), les chercheurs de cette équipe ont observé une distance focale supérieure d'un facteur environ 2 à la prédiction de l'équation (IV.17) (friction infinie). Cette observation semble concorder avec la nôtre et confirmer le rôle du traînage.

Test du modèle du traînage

Lors des deux expériences précédentes, on a mesuré la focale pour *une valeur* du couple de paramètres $(v_z, \partial B_x / \partial x|_f)$. L'écart observé entre la focale mesurée et la valeur donnée par l'expression (IV.17) semble confirmer l'influence du traînage. Nous avons donc voulu tester le modèle développé dans la section [IV.2. C] de façon plus approfondie.

D'après l'expression (IV.25), la focale ne dépend que du profil de gradient de champ magnétique, de la vitesse longitudinale et de la constante de temps de friction. Cette dernière est, à l'ordre le plus bas, indépendante des deux premiers paramètres, et n'est déterminée que par le désaccord et l'intensité du laser. Une fois ces grandeurs fixées, et si l'on fait varier la focale (en jouant sur le gradient et/ou sur la vitesse), on doit pouvoir reproduire l'évolution observée en utilisant l'expression (IV.25) avec une valeur *unique* de τ_f .

Comme précédemment, nous avons réalisé cette expérience en mesurant la section du faisceau atomique à une distance fixe du concentrateur ($z_{obs.} = 46 \text{ cm}$). On choisit une certaine distance D_a entre les aimants (ce qui fixe le gradient de champ magnétique), et on ajuste la vitesse des atomes de manière à minimiser la section du faisceau focalisé. Cette procédure est rendue possible par l'utilisation de la méthode de la sonde balayée, qui nous permet d'obtenir le profil transverse du jet en temps réel. Lorsque le minimum de taille transverse est atteint, on considère que la focale est égale à la distance d'observation $z_{obs.}$. On répète cette procédure pour plusieurs valeurs de D_a . En réalisant cette expérience, *on a donc accès à la fonction* $v_z = f(\partial B_x / \partial x)$ *pour une focale fixe* $z_c = z_{obs.} = 46 \text{ cm}$.

La figure (IV-22) illustre le résultat de cette expérience.

On a tracé sur cette figure la vitesse pour laquelle le minimum de taille est observé à $z_{obs.} = 46 \text{ cm}$, en fonction du gradient de champ magnétique en sortie de la zone d'interaction. Les mesures expérimentales sont représentées par les cercles pleins. Le réseau de courbes correspond à la prédiction de notre modèle pour différentes valeurs de la constante de temps de friction τ_f . Ces courbes ont été obtenues par simulation numérique de la trajectoire atomique dans le gradient "réel" de champ magnétique, plutôt qu'en utilisant l'expression analytique (IV.25) : on prend ainsi en compte la non-linéarité du profil du gradient, qui devient importante pour les distances inter-aimants faibles (voir figure (IV-14)). La courbe (1) correspond à un coefficient de friction infini : elle est obtenue en utilisant l'expression (IV.17). Les courbes (2), (3), (4) et (5) correspondent à des constantes de temps de friction de 9, 17, 23 et 29 μs respectivement. On comprend bien l'allure générale de ces courbes ; pour les vitesses et gradients faibles, le traînage est relativement réduit : les courbes correspondant à différentes valeurs de τ_f sont donc proches les unes des autres, et de la droite (1). En revanche, l'écart se creuse lorsque vitesse et gradient augmentent, et ce d'autant plus que τ_f est élevée.

Les barres d'erreur correspondent à une estimation de la précision avec laquelle on pointe la position du minimum de taille lorsque l'on fait varier la vitesse des atomes. On observe que

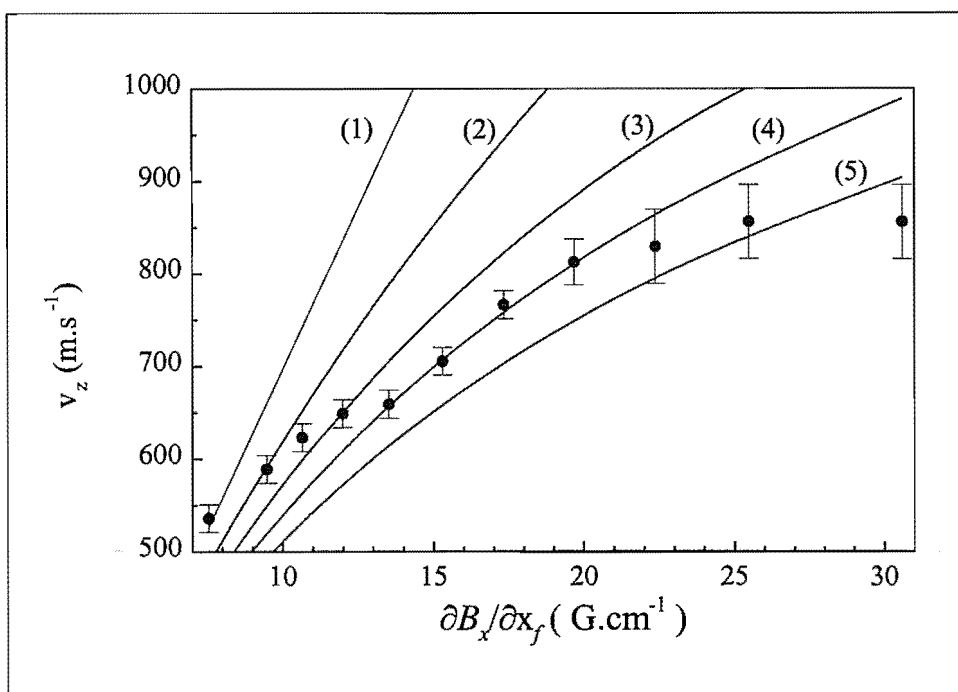


Figure IV-22 : Test expérimental du modèle du traînage. On a tracé sur cette figure la relation qui relie la vitesse v_z au gradient final $\partial B_x / \partial x|_f$ pour une focale fixe $z_c = 46$ cm. Les cercles correspondent à la mesure expérimentale. Le réseau de courbes correspond à l'évolution attendue d'après notre modèle, pour différentes valeurs de τ_f : (1) $\tau_f = 0$ (expression (IV.17)) ; (2) $\tau_f = 9 \mu s$; (3) $\tau_f = 17 \mu s$; (4) $\tau_f = 23 \mu s$; (5) $\tau_f = 29 \mu s$.

pour les gradients élevés, la courbe relevée (voir par exemple la figure (IV-21)) est beaucoup plus "plate" autour du minimum, ce qui rend la mesure de la position de celui-ci plus imprécise.

La comparaison des courbes de la figure (IV-22) avec les points expérimentaux attire deux remarques :

Tout d'abord, l'évolution observée correspond qualitativement à la théorie ; en particulier, l'écart des points expérimentaux à la courbe (1) augmente rapidement avec vitesse et gradient, ce qui confirme la principale prédiction du modèle du traînage.

En revanche, on ne semble pas parvenir, dans le cadre de ce modèle, à reproduire l'évolution observée avec une constante de temps de friction τ_f unique. En effet, tout semble se passer comme si τ_f était plus faible (friction plus élevée) pour les vitesses atomiques faibles, c'est-à-dire pour les temps d'interaction entre les faisceaux lasers et les atomes plus élevés. Un tel comportement est peut-être explicable, par exemple, si l'on prend en compte la véritable structure des niveaux de notre transition $J = 1 \rightarrow J = 2$, au lieu de considérer une hypothétique transition $J = 0 \rightarrow J = 1$. Dans cette situation, et si le champ magnétique est parfaitement transverse, les atomes sont pompés optiquement dans les sous-niveaux $m_F = \pm 1$; dès lors, le comportement du système est similaire à celui de la transition $J = 0 \rightarrow J = 1$ (sauf autour de $B = 0$).

En pratique, pour un point situé en dehors de l'axe Oz du quadrupôle, la composante longitudinale B_z n'est pas nulle : l'axe de quantification, défini par la direction du champ magnétique B , fait un petit angle avec l'axe Ox de propagation des ondes laser du MOT. Par conséquent,

la polarisation de ceux-ci comporte une certaine composante π , qui dépeuple continuellement les sous-niveaux $m_F = \pm 1$. Ceci a pour effet de réduire la friction effective ressentie par les atomes.

Il serait possible de prendre en compte la structure des sous-niveaux Zeeman en effectuant une simulation Monte-Carlo où le nombre quantique m_F est une variable aléatoire [37]. Nous n'avons cependant pas poursuivi plus avant l'analyse de ce phénomène, qui n'est pas notre objectif principal. Nous nous tournons donc maintenant vers la caractérisation des performances du concentrateur.

2) Taille du faisceau focalisé

L'objectif de ce paragraphe est de confronter nos observations expérimentales sur la taille du faisceau atomique au niveau du point focal avec les conclusions de l'analyse menée dans la partie théorique (voir [IV. 2. C. 5]).

Nous constatons d'une façon générale que la taille du faisceau au niveau du foyer varie suivant les conditions expérimentales. Cependant, la taille *minimale* (largeur totale à mi-hauteur) observée pour des atomes *ralentis* se situe entre 1,5 et 2 mm (voir par exemple les figures (IV-18) et (IV-21)). Pour de tels atomes, la dispersion des vitesses longitudinales est réduite ($\Delta v_z < 6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, voir chapitre [III. 4]) du fait du ralentissement : l'effet du chromatisme est alors totalement négligeable. La taille observée est alors entièrement déterminée, dans notre analyse, par la diffusion des atomes dans le concentrateur (voir paragraphe [IV. 2. C. 5]). On note le bon accord quantitatif qui existe entre les valeurs mesurées et l'estimation basée sur l'expression (IV.30).

Lorsque l'on mesure le profil de la tache focale obtenue pour des atomes *non ralentis*, on a la surprise d'obtenir une taille *plus faible* qu'avec des atomes *ralentis* (voir figure (IV-19)). Cette observation semble confirmer l'hypothèse selon laquelle le chromatisme n'est pas, dans cette situation, le phénomène principal qui détermine la taille de la tache focale ; si cela était le cas, on s'attendrait en effet à observer une taille plus importante pour des atomes non ralentis que pour des atomes ralentis.

3) Plage de capture et gain en densité spatiale

Dans ce qui précède, nous avons mis en évidence la focalisation du jet atomique et étudié le fonctionnement du concentrateur. Nous cherchons maintenant à chiffrer le gain en intensité atomique qu'il nous a permis de réaliser. Par "gain en intensité", nous entendons le rapport entre le nombre d'atomes d' He^* par unité de temps et de surface (dans le plan transverse) sur l'axe du jet, en présence et en l'absence de la focalisation. Si l'on désigne par x_c^{eff} la plage de capture effective du concentrateur (c'est-à-dire le diamètre à l'intérieur duquel les atomes du faisceau incident sont capturés et focalisés) et par Δx_{foc} la taille du faisceau au niveau du point focal, ce gain K_D s'écrit, pour une compression à deux dimensions :

$$K_d^{2D} = \left(\frac{x_c^{eff}}{\Delta x_{foc}} \right)^2 \quad (\text{IV.33})$$

Nous souhaitons mesurer cette quantité dans les conditions pour lesquelles le concentrateur a été conçu, c'est-à-dire pour une compression bidimensionnelle effectuée sur des atomes ralentis à $v_z \approx 600 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Cas 1D

Dans le cas d'une compression unidimensionnelle, nous pouvons utiliser directement les profils obtenus par la technique du miroir oscillant, comme par exemple ceux de la figure (IV-18). En comparant les hauteurs des courbes (1) et (2), nous obtenons :

$$K_d^{1D} \simeq 8,5 \quad (\text{IV.34})$$

Nous pouvons également tirer de ces profils une information sur la plage de capture spatiale du concentrateur, en comparant leurs aires. Dans le cas de la figure (IV-18), celles-ci sont sensiblement égales, ce qui signifie que la quasi-totalité des atomes incidents sont capturés. Ce résultat est en bon accord avec les simulations, ainsi qu'avec la prédiction de la formule (IV.28) ($a = 1,7 \times 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$, $v_z = 500 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et $p_{grad} \approx 1 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-2} \rightarrow x_c^{eff} \approx 2 \text{ cm}$).

Cas 2D

Lors d'une compression à deux dimensions, il n'est pas possible d'utiliser la même approche que précédemment. En effet, la distribution de vitesse transverse dans la direction sondée (i.e. direction de propagation de la sonde) est modifiée par l'interaction avec le concentrateur ; on ne peut donc pas comparer directement les amplitudes des profils en présence et en l'absence de la concentration. Pour effectuer cette mesure, nous avons donc employé la technique d'imagerie de la fluorescence décrite dans la section (IV-8). On a ainsi directement accès à la densité spatiale du faisceau atomique dans le plan de la sonde. La figure (IV-23) permet de comparer la distribution spatiale (transverse) des atomes ralentis, en l'absence et en présence du concentrateur.

Les paramètres de l'expérience sont ici : $\partial B_x / \partial x|_f = 13,8 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$ ($D_a = 19,2 \text{ cm}$), $v_z = 645 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et $z_{obs} = 46 \text{ cm}$. La durée d'exposition est, pour ces images, de 10 minutes.

Lorsque les faisceaux laser du concentrateur sont bloqués (a), on observe une distribution spatiale très large similaire à celle de la figure (IV-18) (1). Le champ étant limité à 13 mm dans la direction O'Y, on ne peut observer qu'une partie de la distribution atomique issue du ralentisseur, ce qui rend la détermination de sa largeur très imprécise. La courbe tracée sur la figure (IV-48) permet cependant d'estimer celle-ci à $\Delta x_a \simeq 12 \text{ mm}$. Lorsque le concentrateur fonctionne (b), on observe l'apparition d'un pic correspondant aux atomes focalisés, de largeur totale à mi-hauteur $\Delta x_{foc} = 1,9 \text{ mm}$.

Pour estimer le gain en densité spatiale, on considère une petite zone de l'image centrée sur le point focal (on a pris ici une zone de 20×20 pixels, correspondant à un carré de $0,5 \times 0,5 \text{ mm}^2$ dans le plan transverse au jet atomique), et on effectue le rapport du nombre total de niveaux de gris contenus dans cette surface pour les deux images. En suivant cette procédure, nous obtenons :

$$K_d^{2D} = 21 \quad (\text{IV.35})$$

Comme précédemment, on peut essayer d'estimer à partir de ces images la proportion d'atomes capturés par le concentrateur. On doit donc comparer les aires sous les distributions (a) et (b). Si l'on approxime ces distributions par des gaussiennes, dont on a donné plus haut les largeurs Δx_a et Δx_{foc} , et dont on a mesuré le rapport K_d^{2D} des hauteurs, la proportion P_c d'atomes capturés s'écrit alors :

$$P_c = K_d^{2D} \left(\frac{\Delta x_{foc}}{\Delta x_a} \right)^2 \simeq 50 \% \quad (\text{IV.36})$$

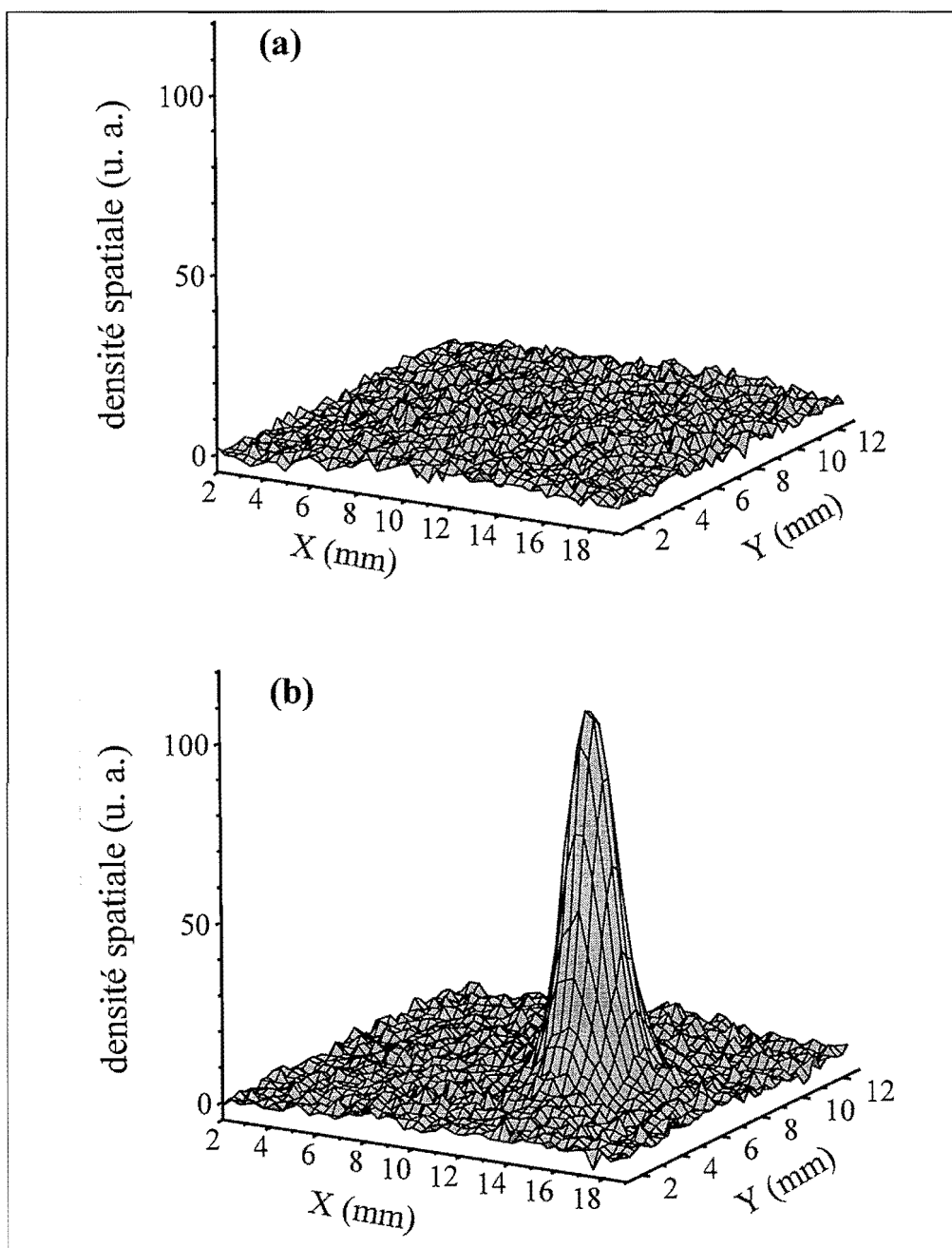


Figure IV-23 : *Jet atomique focalisé : visualisation à 2 dimensions.* On a reporté sur cette figure deux images, prises avec la caméra CCD, de la fluorescence des atomes lorsqu'ils traversent une sonde perpendiculaire à l'axe du jet, à 4 m en aval de la source. Les atomes sont ralentis à $v_z = 645 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. En (a), on observe la répartition spatiale du jet en l'absence de focalisation (le jet est collimaté et ralenti) ; en (b), on a appliqué les faisceaux laser du concentrateur : on observe un "pic" d'atomes focalisés, de largeur totale à mi-hauteur $\simeq 2 \text{ mm}$. On mesure une augmentation de l'intensité sur l'axe d'un facteur 21 environ.

On capture donc, dans ces conditions, approximativement la moitié des atomes incidents.

On peut traduire ce résultat en terme de plage de capture spatiale du concentrateur, si l'on néglige l'expansion du faisceau lors du vol libre entre le concentrateur et le point de mesure en l'absence de focalisation. Le facteur 2 mesuré entre les aires est alors compatible avec une plage de capture effective $x_c^{eff} \simeq 6 \text{ mm}$.

On en conclut donc que la plage de capture du concentrateur est plus réduite dans le cas d'une compression à deux dimensions. Cette observation est compatible avec la discussion de la page 135 sur la plage de capture effective : l'accélération disponible "par dimension" est plus faible dans le cas bidimensionnel, ce qui provoque une diminution de la plage de capture effective (voir expression (IV.28)).

La caméra ayant été calibrée, nous pouvons également tirer de l'image (IV-23) **(b)** l'intensité du jet atomique au point focal. Nous suivons pour cela la procédure décrite dans la section (IV-8). L'excursion de fréquence balayée avec la sonde est de 60 MHz . D'après l'expression (II.21), le temps de pause effectif vaut : $t_p^{eff} \simeq t_p/5 \simeq 111 \text{ s}$. On relève sur l'image, dans la fenêtre de 20×20 pixels utilisée plus haut, un nombre moyen de 108 niveaux de gris par pixel, ce qui correspond à une énergie lumineuse collectée de $0,55 \text{ pJ} \cdot \text{pixel}^{-1}$. La puissance totale détectée est donc de $0,37 \text{ pW}$, ce qui correspond à une puissance totale rayonnée de $0,33 \text{ nW}$ (on collecte 0,11 % de la lumière de fluorescence). Ceci nous donne, d'après l'expression (II.23), un flux d' He^* à travers la surface de $0,5 \times 0,5 \text{ mm}$ de :

$$\Phi_{He^*} \simeq 1,8 \times 10^9 \text{ He}^* \cdot \text{s}^{-1} \quad (\text{IV.37})$$

soit une intensité :

$$I_{He^*} \simeq 7 \times 10^9 \text{ He}^* \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \quad (\text{IV.38})$$

4) Déflexion et balayage du faisceau atomique

Dans le système que nous venons d'étudier, les atomes convergent sur l'axe du quadrupôle, à la distance z_c du concentrateur. Si l'on superpose un champ magnétique homogène et orienté dans le plan transverse à l'axe du jet, on peut déplacer la position de l'axe du quadrupôle (= axe où le champ transverse s'annule et change de signe) dans ce plan comme le montre la figure (IV-24). Les atomes vont donc converger vers un point situé dans le même plan focal.

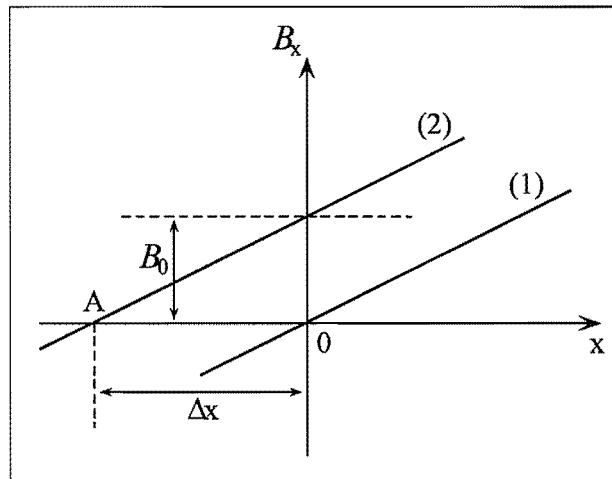


Figure IV-24 : **Déplacement transverse de l'axe du quadrupôle.** On superpose au champ quadrupolaire initial (1) un champ uniforme B_0 orienté suivant Ox . Le champ résultant (2) s'annule en un point A déplacé par rapport à l'axe initial d'une quantité $\Delta x = B_0 / (\partial B_x / \partial x)$.

qu'initialement, mais déplacé transversalement d'une quantité :

$$\Delta x = \frac{B_0}{\partial B_x / \partial x|_f} \quad (\text{IV.39})$$

On a donc ainsi un moyen simple de déplacer le point de focalisation, c'est-à-dire de dévier le jet atomique comme illustré sur la figure (IV-25).

Sur cette figure, on applique le champ magnétique B_0 à l'aide de bobines en configuration "Helmoltz". Nous avons utilisé cette configuration pour balayer la position transverse du point focal, en faisant varier le courant qui circule dans les bobines. La position transverse du point focal est mesurée grâce à la technique du miroir oscillant. On a reporté sur la figure (IV-26) ce déplacement transverse en fonction du champ magnétique appliqué B_0 .

On observe que le déplacement mesuré varie bien linéairement avec le champ appliqué. Cette propriété est fortement désirable si l'on souhaite utiliser cette technique pour balayer de manière contrôlée la position du point focal. L'amplitude maximale du déplacement réalisé, qui est ici limitée par le courant circulant dans les bobines, est d'environ 11 mm. Sur cette plage de déplacement, le profil transverse du faisceau atomique ne subit pratiquement pas de déformation. En particulier, la largeur du faisceau focalisé varie de moins de 20 %.

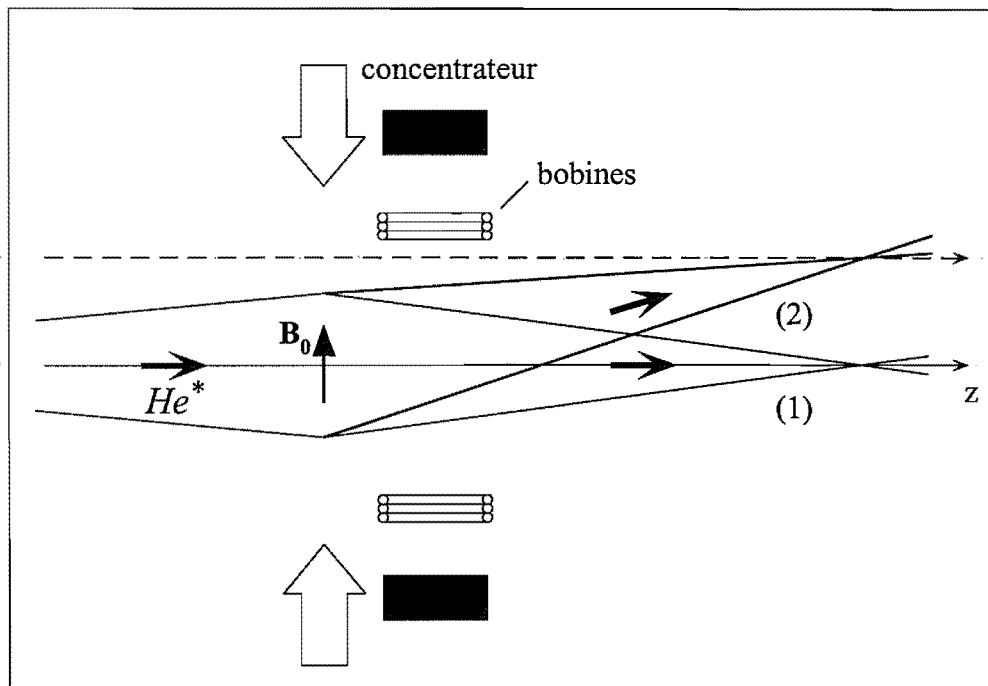


Figure IV-25 : **Déplacement transverse du point focal atomique.** En (1), l'axe du quadrupôle coïncide avec l'axe Oz du jet atomique : les atomes sont focalisés sur cet axe. En (2), on a appliqué un champ magnétique transverse B_0 (homogène) qui déplace l'axe du quadrupôle (en pointillés) : les atomes vont converger sur le nouvel axe du quadrupôle, et le jet est donc défléchi.

IV.4 Conclusion

Nous avons décrit dans ce chapitre un outil puissant pour la manipulation de jets atomiques rapides. Le fonctionnement de ce concentrateur repose sur la relation linéaire existant entre vitesse et position transverse dans un piège magnéto-optique à deux dimensions. Il suffit d'une durée d'interaction très réduite entre les atomes et le concentrateur, de l'ordre de quelques fois la constante de temps de friction de la force magnéto-optique (\sim quelques dizaines de μs), pour que *le faisceau atomique converge en un point de son axe lors de la propagation libre qui suit.* Le concentrateur permet donc de manipuler des jets atomiques rapides (plusieurs centaines de $m \cdot s^{-1}$) en utilisant des longueurs d'interaction de quelques centimètres. Ce système ne constitue pas l'analogue d'une lentille, car le point où les atomes convergent est indépendant de la divergence du faisceau atomique incident ; cette propriété provient du fait que, lors de l'interaction avec le concentrateur, les atomes perdent toute "mémoire" de leur vitesse transverse initiale. Nous avons analysé d'un point de vue théorique le fonctionnement de ce système, en utilisant un modèle très simple d'oscillateur harmonique suramorti qui nous permet notamment d'obtenir une expression analytique pour la distance focale. Malgré sa simplicité, ce modèle nous permet de comprendre la plupart des propriétés du concentrateur et ses prédictions sont en bon accord avec les observations expérimentales. Nous avons également identifié les mécanismes qui contribuent à déterminer la taille de la tache focale, et montré que la température des atomes en sortie du concentrateur est responsable de la taille observée.

Nous avons procédé à une étude expérimentale approfondie des propriétés du concentrateur. Celle-ci a été rendue possible par l'utilisation d'une technique de détection originale, basée sur le

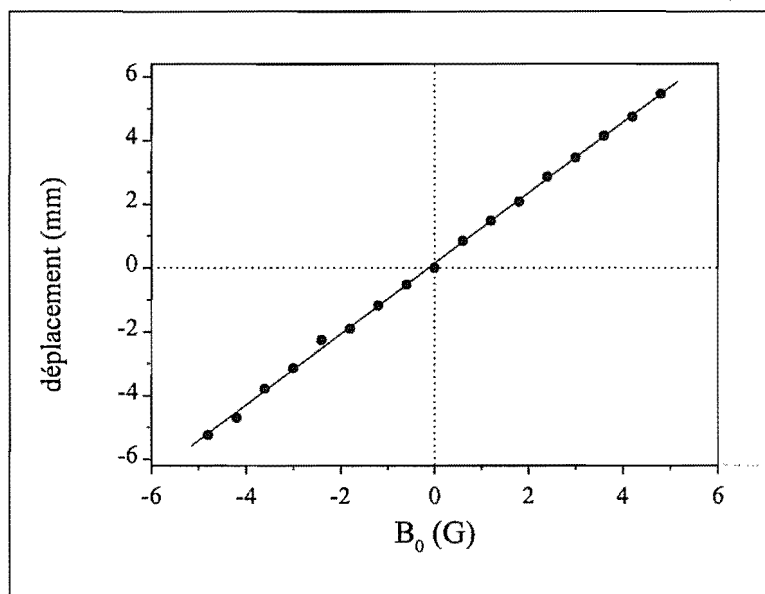


Figure IV-26 : *Balayage du faisceau focalisé : démonstration expérimentale.* On a tracé (cercles) le déplacement transverse du point focal, mesuré par la technique de la sonde balayée, en fonction du champ magnétique B_0 appliqué. On vérifie que le déplacement varie linéairement avec le champ appliqué.

balayage de la section du jet atomique par un faisceau laser sonde. L'étude de la distance focale nous a permis de confirmer les principales prédictions du modèle théorique. La taille observée pour la tache focale est en bon accord avec nos estimations basées sur les valeurs connues de la température d'atomes d' He^* dans un piège magnéto-optique. Dans sa configuration actuelle, ce système nous permet de capturer environ 50 % des atomes issus de la première section de ralentisseur ($v_z \sim 600 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) et de les focaliser à 50 cm en aval, dans une tache de 2 mm de diamètre (largeur totale à mi-hauteur). Le gain en densité spatiale dû au concentrateur est alors d'environ 21.

Ce système a donc prouvé son intérêt lorsqu'il s'agit de recomprimer spatialement un jet atomique rapide. Nous avons de plus montré qu'il est possible, en appliquant un champ magnétique transverse, de défléchir le jet et de balayer transversalement la position du point de convergence dans le plan focal. Cette propriété nous semble particulièrement importante pour les applications, notamment pour la lithographie, où elle pourrait permettre de diriger rapidement le faisceau atomique intense vers une zone donnée du masque (voir figure (IV-1)) pour y délivrer la dose d'exposition en un temps minimal.

Conclusion et perspectives

Une source intense d'hélium métastable

Dans cette partie de ce mémoire, nous avons décrit la construction d'une source intense d'hélium métastable dans l'état triplet 2^3S_1 . Cette source, qui délivre un faisceau intense et quasi-monocinétique d'atomes métastables de vitesse ajustable entre 1200 et quelques dizaines de $m \cdot s^{-1}$, devrait nous permettre de réaliser de nombreuses expériences dans le futur.

La source intense est obtenue en effectuant une succession d'opérations de manipulation par laser sur un jet (modérément) supersonique. Celui-ci est produit par détente d'hélium gazeux dans un gicleur, puis excitation de l'état métastable par une décharge électrique. Il délivre environ 10^{12} métastables $\cdot s^{-1}$ animés d'une vitesse moyenne de $1200 m \cdot s^{-1}$, qui divergent dans un angle de $50 mrad$ (largeur totale à mi-hauteur). A ce stade, le faisceau atomique possède une dispersion importante des vitesses longitudinales ($\Delta v_z / \bar{v}_z \simeq 0,3$).

Immédiatement après sa production, le jet atomique est collimaté par une mélasse optique transverse, qui capture environ 2 % de l'angle solide initial, et produit un faisceau atomique très peu divergent (angle total $\simeq 1,7 mrad$). Le jet atomique est ensuite décéléré par la technique du ralentissement Zeeman ; la première partie du ralentisseur nous permet de ralentir environ la moitié de la distribution longitudinale initiale jusqu'à une vitesse de $500 m \cdot s^{-1}$.

Les atomes partiellement ralentis ($v_z \simeq 500 m \cdot s^{-1}$) qui émergent de la première section du ralentisseur sont focalisés grâce au concentrateur du chapitre [IV]. Cette opération donne la possibilité de "recomprimer" le faisceau atomique, qui s'est étalé transversalement au cours du ralentissement.

Après avoir détaillé, dans les chapitres [III] et [IV], les performances de chacune des sections qui composent l'expérience, nous voulons donner un "facteur de mérite" pour l'ensemble du dispositif. Pour ce faire, nous avons comparé les flux d' He^* mesurés immédiatement après l'écorceur (flux initial), et au niveau du foyer du concentrateur (flux final) situé à 4 m en aval. Cette mesure a été effectuée en absorption, par la technique de modulation de fréquence (voir section [II. 3. E]). La figure (IV-27) compare les distributions des vitesses transverses "reconstituées" (voir paragraphe [II. 3. E. 1]) pour les deux mesures.

La courbe (1) correspond à la distribution des vitesses mesurée 2 cm après l'ouverture de l'écorceur. Sa largeur totale est de $63 m \cdot s^{-1}$. La vitesse longitudinale des atomes est à ce stade de $1360 m \cdot s^{-1}$ (\rightarrow divergence du jet $\sim 50 mrad$). Le flux total d' He^* , estimé à partir de l'aire sous le profil (1), est de $1,4 \times 10^{12}$ métastables $\cdot s^{-1}$ ($\rightarrow 4 \times 10^{14}$ métastables $\cdot s^{-1} \cdot sr^{-1}$).

Le profil (2) correspond à la distribution de vitesses transverses mesurée au niveau du foyer du concentrateur, à environ 4 m en aval de la source. Les atomes ont été ralentis à $610 m \cdot s^{-1}$. Le facteur correctif ($\sim 2,2$) dû à la différence des temps d'interactions a été pris en compte pour tracer la courbe (2) ; l'amplitude de celle-ci a été dilatée d'un facteur 10 pour faciliter la comparaison. La largeur de la distribution est de $11,5 m \cdot s^{-1}$ (largeur totale à mi-hauteur), ce qui indique que l'angle de convergence du jet focalisé est d'environ $20 mrad$.

En comparant les aires sous les deux courbes de la figure (IV-27), on obtient le rapport des flux d' He^* aux deux points de mesure :

$$\frac{\Phi_{He^*}^2}{\Phi_{He^*}^1} \simeq \frac{1}{42} \quad (\text{conclu.1-1})$$

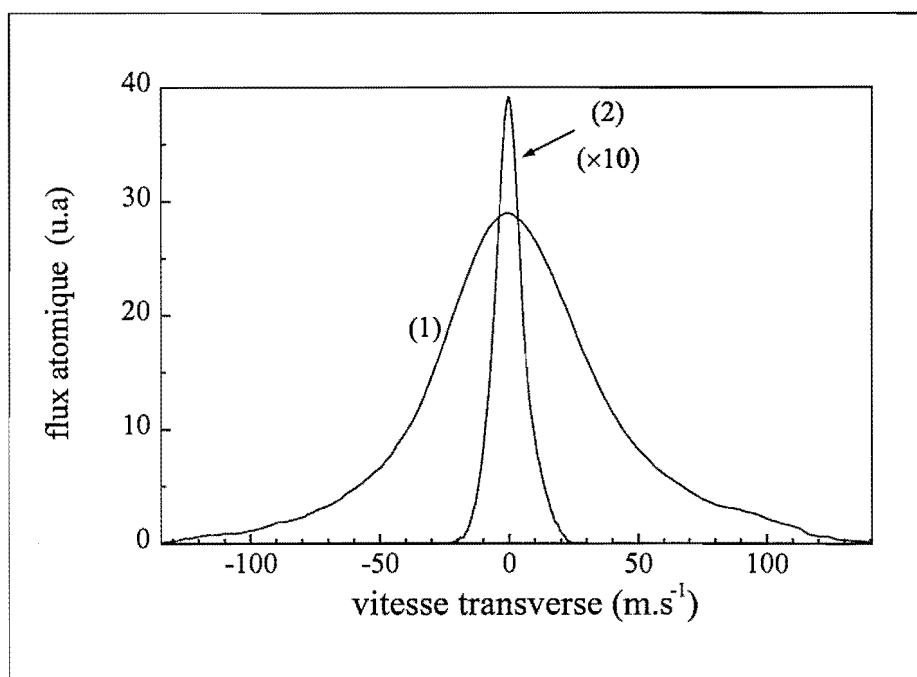


Figure IV-27 : **Comparaison des flux d'He* au niveau de la source et du point focal.** On a reporté sur cette figure les distributions de vitesse transverse du jet, obtenues par mesure de l'absorption, à la sortie de l'écorceur (1) et au niveau du foyer du concentrateur (2) environ 4 m en aval. Les vitesses longitudinales sont différentes pour ces deux profils : (1) $\rightarrow v_z \simeq 1360 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et (2) $\rightarrow v_z = 610 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Pour faciliter la comparaison, le profil (2) a été multiplié par un facteur 10. La sonde utilisée pour relever ces deux profils est identique, de taille $3,5 \text{ mm} \times 7 \text{ mm}$ et d'intensité $\simeq 0,7 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$ ($s_0 \simeq 4$).

On constate donc que l'on retrouve au niveau du foyer une proportion de 2,4 % du flux initial d'hélium métastable, soit environ 3×10^{10} métastables $\cdot \text{s}^{-1}$.

Cette valeur est en grande partie déterminée par la plage de capture de l'étage de collimation transverse. Si l'on se base sur une valeur de celle-ci d'environ $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (voir section [III. 3]), la proportion du jet qui est collimatée est alors de 7 %. Environ 50 % de ces atomes sont ralentis jusqu'à la vitesse finale, et la moitié sont capturés par le concentrateur. Le "facteur de transmission" global vaut donc $7 \% \times 50 \% \times 50 \% = 1,8 \%$, qui est du même ordre de grandeur que la valeur effectivement mesurée.

Afin d'estimer le bénéfice des diverses manipulations effectuées sur le jet, on peut introduire un gain G en intensité atomique. Nous le définissons comme le rapport du nombre de métastables par unité de temps et de surface (sur l'axe du jet) au foyer du concentrateur, respectivement en présence et en l'absence de toute manipulation par laser. Si l'on désigne par Δx_1 et Δx_2 les largeurs des distributions spatiales transverses des atomes (au niveau du foyer) respectivement en l'absence et en présence de manipulation laser, le gain en intensité s'écrit : $G = (1/42) (\Delta x_1 / \Delta x_2)^2$. La largeur Δx_1 s'estime à partir de la divergence initiale du jet ($\sim 50 \text{ mrad}$); on obtient, à une distance de 4 m en aval de la source : $\Delta x_1 \simeq 20 \text{ cm}$. Le jet focalisé, lui, est caractérisé par un diamètre de 2 mm. On obtient donc un gain en intensité :

$$G \simeq 240$$

Quelques perspectives

La première application de la source que nous venons de décrire est le chargement efficace d'un piège magnéto-optique. Cette phase de l'expérience est en cours de réalisation : le piège fonctionne et des observations préliminaires indiquent un nombre d'atomes piégés élevé (la fluorescence du piège est facilement observable avec une caméra CCD "standard"). Des expériences sont en cours pour chiffrer et optimiser les paramètres du piège (nombre d'atomes, densité, température). Avec un grand nombre d'atomes stockés dans le piège, on pourra étudier en détail les phénomènes de collisions entre atomes piégés (en particulier les collisions entre un atome dans l'état "fondamental" 2^3S_1 et un atome dans l'état excité) qui constituent un des facteurs limitant la densité atomique[30]. La compréhension de ces phénomènes joue un rôle très important dans les premières étapes d'une expérience visant à réaliser la condensation de Bose-Einstein avec de l'hélium métastable. Un autre projet important est constitué par l'étude des propriétés d'imagerie d'un miroir à atomes concave. Ainsi que nous l'avons mentionné en introduction, la possibilité de focaliser le jet d' He^* sur une tache de dimension réduite, et de projeter l'image d'un motif (masque) sur un substrat est potentiellement riche d'applications pour l'étude des surfaces et la lithographie. On pourrait donc envisager de réaliser l'expérience schématisée sur la figure (IV-28).

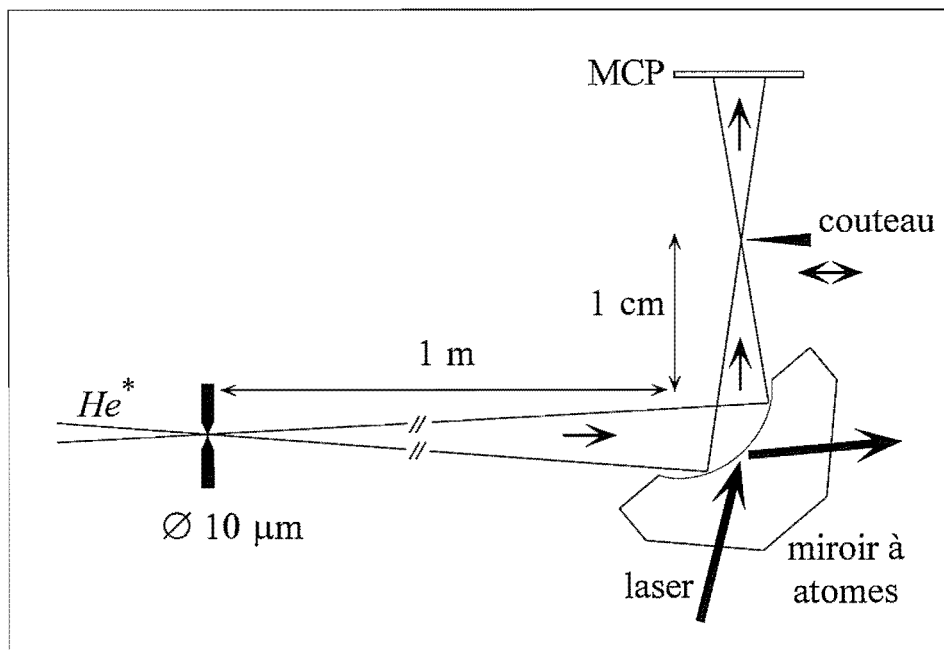


Figure IV-28 : **Imagerie avec un miroir à atomes concave.** L'idée consiste à faire l'image d'un objet (ici un trou de petit diamètre placé dans le faisceau atomique) en utilisant un miroir à atomes concave. Les propriétés de l'image peuvent être étudiées avec une galette de microcanaux ; dans le cas d'un grandissement $\gamma \ll 1$, on peut envisager d'utiliser l'analogie d'une "lame de Foucault" pour mesurer la dimension de l'image.

Dans cette expérience, on fait l'image d'un point source constitué par un trou de petit diamètre placé dans le faisceau atomique. Avec une focale du miroir de l'ordre du centimètre, il semble possible d'atteindre des grandissements de l'ordre de 0,01. Le but de l'expérience est d'étudier les caractéristiques de l'image obtenue, et en particulier les phénomènes qui vont limiter sa

taille (aberrations, ...). Pour mesurer la taille du faisceau atomique au niveau du foyer, on peut utiliser une méthode inspirée du "Foucaultage", en interrompant graduellement le jet avec un "couteau" monté sur une platine de translation très précise. Pour réaliser une expérience de ce type, il est essentiel de disposer d'une source intense ; en utilisant le concentrateur pour focaliser le jet atomique au niveau du diaphragme objet de la figure (IV-28), on peut espérer augmenter considérablement le flux atomique à travers celui-ci, et donc le rapport signal à bruit lors de l'étude de l'image.

Plus généralement, on sait bien en optique qu'une augmentation de l'éclairement (analogue de l'intensité atomique dans notre cas) est souvent bénéfique. Dans le cas où le facteur pertinent est plutôt la luminance (ici le nombre d'atomes par seconde, par cm^2 et par stéradian) on pourrait réduire la divergence au "foyer" du concentrateur en appliquant une nouvelle mélasse transverse, comme représenté sur la figure (IV-29).

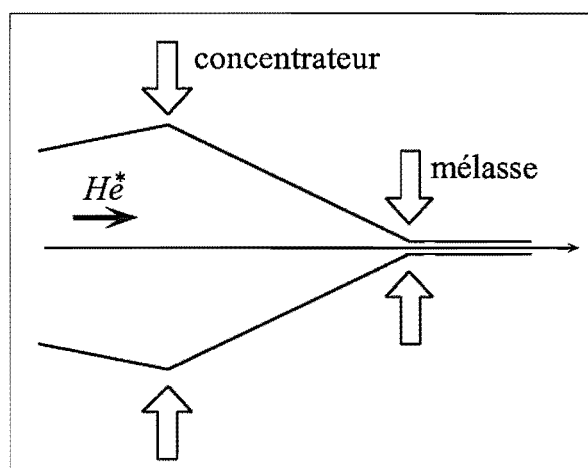


Figure IV-29 : **Augmentation de la luminance.** On peut augmenter considérablement la luminance du faisceau atomique (flux d' He^* par seconde, mm^2 et stéradian) en deux étapes : focalisation par le concentrateur (\rightarrow compression spatiale), suivi par l'application d'une mélasse au niveau du foyer (\rightarrow compression des vitesses transverses).

L'optique atomique offre ainsi des possibilités inconcevables en optique photonique. Dans ce travail, nous avons essayé d'en mettre quelques-une en oeuvre.

Partie 2

Réflexion d'atomes de rubidium sur une onde évanescente exaltée

Introduction

Le développement futur de l'optique atomique est conditionné par l'existence de "composants" élémentaires comme les miroirs, les séparatrices et les lentilles. C'est pourquoi d'importants efforts de recherche sont consacrés à la mise au point de tels systèmes [68]. Parmi ceux-ci, le miroir à atomes, capable de réfléchir de manière cohérente une onde de de Broglie incidente, joue un rôle fondamental. Il peut être par exemple utilisé pour recombinaison des faisceaux atomiques dans un interféromètre, ou pour obtenir une séparation importante entre les bras de celui-ci. Les miroirs courbes sont également intéressants dans des systèmes d'imagerie, ou pour focaliser un jet atomique sur une surface très réduite. Pour ces dernières applications, les miroirs sont potentiellement supérieurs aux lentilles du fait de leur achromaticité. Les miroirs à atomes réalisés jusqu'ici [69] appartiennent à deux catégories : les miroirs magnétiques [70, 71, 72], et les miroirs à onde évanescente. C'est à cette dernière catégorie, dont le principe a été proposé en 1982 par Cook et Hill [73], que nous nous intéressons ici. Dans ces systèmes, les atomes sont réfléchis par le potentiel dipolaire répulsif créé par une onde évanescente.

L'une des conditions à remplir pour que le miroir réfléchisse les atomes de manière cohérente est la suppression de l'émission spontanée pendant l'interaction avec l'onde évanescente [74]. Pour pouvoir remplir cette condition, on doit disposer d'une intensité lumineuse importante dans l'onde évanescente. C'est ainsi que plusieurs techniques destinées à amplifier le champ évanescent à la surface du prisme, initialement développées pour d'autres applications, ont été utilisées pour réfléchir des atomes.

La première utilise un plasmon de surface dans une couche métallique déposée sur le prisme ; on peut ainsi obtenir une augmentation de l'intensité dans l'onde évanescente de deux à trois ordres de grandeurs, comparée à celle obtenue sur le prisme nu [77]. Cette technique a notamment permis de réfléchir des jets atomiques en incidence rasante, en n'utilisant que quelques mW de puissance laser [75, 76]. Le principal inconvénient de cette technique réside dans la forte absorption qui a lieu dans la couche métallique, ce qui limite la tenue au flux des miroirs à base de plasmons.

Une autre solution consiste à utiliser une structure résonnante composée de couches diélectriques [78, 79, 80, 81]. Dans un tel système, la lumière incidente dans le prisme est couplée par "effet tunnel optique" (i.e. réflexion totale frustrée) dans une couche servant de guide d'onde, à travers une couche séparatrice de bas indice. Une première version avait été réalisée dans notre laboratoire [83], avec un facteur d'amplification de 130. Ce prototype avait ensuite été utilisé, dans le groupe de J. Mlynek, pour défléchir un jet d'argon métastable [84].

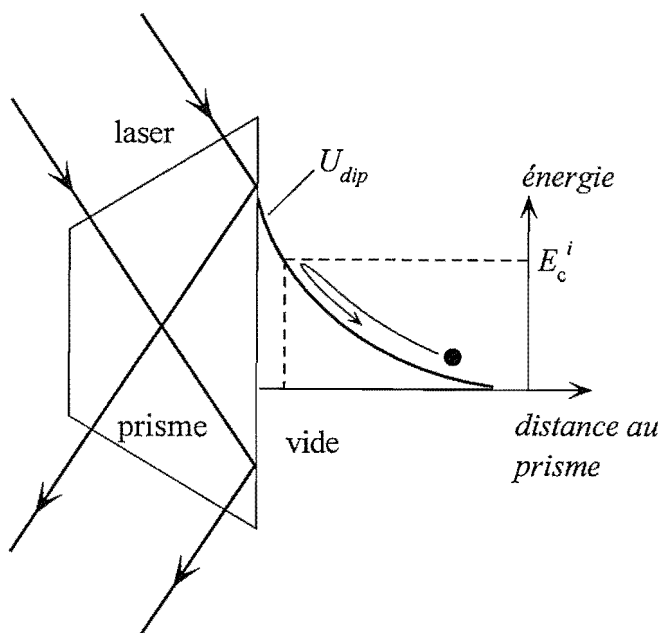
Le travail décrit dans cette partie du mémoire porte sur la deuxième génération de structure diélectrique, conçue pour améliorer les performances du précédent modèle par plus d'un ordre de grandeur. Dans cette gamme d'amplification, le régime de fonctionnement du dispositif est sensiblement différent du précédent ; en particulier, les pertes dans le diélectrique jouent un rôle important et ne peuvent plus être négligées [81]. Afin de déterminer le coefficient d'amplification, nous avons utilisé une méthode optique basée sur la mesure du coefficient de réflexion de la structure. Cette méthode de mesure *in-situ* nous permet de suivre l'évolution des performances du système au cours des expériences de réflexion d'atomes. Nous avons également effectué une expérience préliminaire de réflexion d'atomes froids en incidence normale sur l'onde évanescente amplifiée.

L'organisation de cette partie est la suivante. Nous décrivons tout d'abord brièvement, dans le chapitre [V], le principe de la réflexion d'atomes par une onde évanescente, et nous montrons

comment on peut s'affranchir de l'émission spontanée pendant le rebond. Le chapitre [VI] est consacré à l'étude de la structure diélectrique par voie de caractérisation optique ; ce chapitre est constitué par un article très détaillé publié dans *Semi-classical and quantum optics, J. Euro. Opt. Soc. B*. Nous décrivons enfin, dans le chapitre [VII], l'expérience de réflexion d'atomes de rubidium sur l'onde évanescente amplifiée. La conclusion évoque des perspectives d'utilisation de ce type de miroir à atomes.

Chapitre V

Le miroir à onde évanescente



Chapitre V

Le miroir à onde évanescente

V.1 Réflexion par le potentiel dipolaire

Le miroir à onde évanescente est fondé sur l'utilisation de la force dipolaire, dont on a décrit les caractéristiques dans le chapitre [I]. Cette force étant proportionnelle au gradient de l'intensité lumineuse, elle est particulièrement élevée dans le cas d'une onde évanescente, dont l'intensité décroît exponentiellement lorsque l'on s'éloigne de la surface qui la supporte. Une telle onde peut être obtenue par réflexion totale interne d'un faisceau laser à une interface verre-vide, comme représenté sur la figure (V-1).

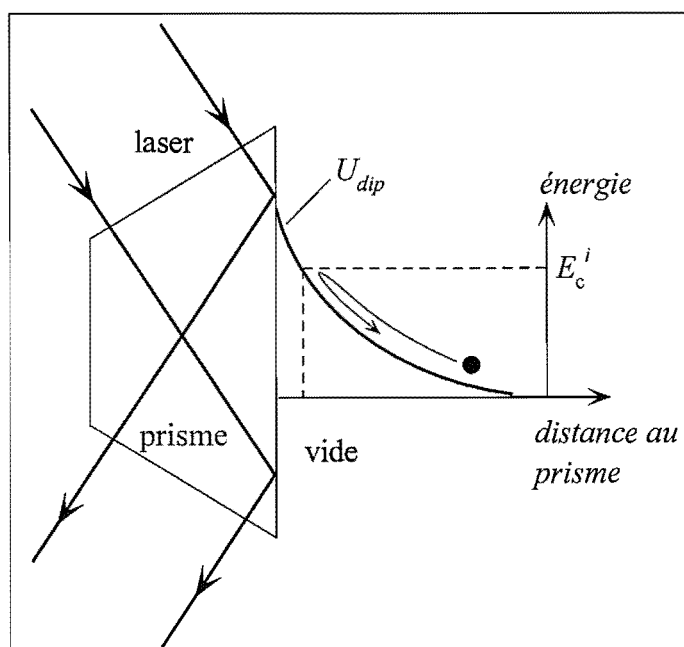


Figure V-1 : **Réflexion d'atomes par une onde évanescente.** Une onde évanescente est générée à une interface verre-vide par réflexion totale interne d'un faisceau laser dans un prisme. Pour un désaccord positif du laser, un atome s'approchant de la surface (énergie cinétique incidente E_c^i) voit une barrière de potentiel (dipolaire) de profil exponentiel. Si la hauteur de la barrière est supérieure à E_c^i , l'atome est réfléchi.

Sur cette figure, la réflexion totale interne d'un faisceau laser à l'intérieur du prisme donne naissance à une onde évanescente dans le vide, dont l'amplitude décroît exponentiellement avec la distance au prisme. Pour un désaccord positif du laser, un atome s'approchant de la surface du

prisme perçoit un potentiel répulsif, qui le repousse vers la zone de faible intensité lumineuse. Ce potentiel, dont dérive la force dipolaire donnée par l'expression (I.21), s'écrit sous la forme :

$$U_{dip}(z) = \hbar \frac{\delta}{2} \ln(1 + s(z)) \quad (\text{V.1})$$

où $s(z)$ est le paramètre de saturation (voir expression (I.15)) dans l'onde évanescente.

L'image simple que nous venons de donner n'est pas valide dans le cas général. En effet, l'expression (V.1) du potentiel dipolaire suppose que les degrés de liberté internes de l'atome ont atteint un état stationnaire, ce qui n'est pas nécessairement vérifié lors du rebond où l'atome interagit peu de temps avec le champ lumineux. Le problème de l'interaction entre l'atome et l'onde laser est alors beaucoup plus complexe. Cependant, il existe une situation pour laquelle l'analyse donnée ci-dessus reste valide. Dans le cas d'une faible saturation ($s \ll 1$) et d'un grand désaccord ($\delta \gg \Gamma$), la population dans l'état excité reste très faible, et la probabilité d'émission spontanée est négligeable. Le potentiel dipolaire est alors donné par le *déplacement lumineux* Λ du niveau fondamental :

$$U_{dip}(z) = \hbar \Lambda e^{-2\kappa z} \quad (\text{V.2})$$

$$= \hbar \frac{\Gamma^2 \tilde{c}^2 I_{ev}}{8\delta I_{sat}} e^{-2\kappa z} \quad (\text{V.3})$$

La deuxième ligne a été obtenue en remplaçant, dans l'égalité plus générale (V.2), le déplacement lumineux Λ par son expression pour un atome à deux niveaux. Dans cette expression, l'intensité effective I_{ev} dans l'onde évanescente est reliée au carré du module du champ électrique par : $I_{ev} = 1/2 \epsilon_0 c |E_{ev}|^2$; E_{ev} désigne l'amplitude du champ électrique de l'onde évanescente au niveau de l'interface. Le terme $\tilde{c}^2 = 2/3$ est le coefficient de Clebsch-Gordan moyen, valide pour une transition $J = 1/2 \rightarrow J = 3/2$, qui constitue une bonne approximation pour notre situation dans le cas d'une polarisation *linéaire* dans l'onde évanescente et d'un désaccord grand devant la structure hyperfine de l'état excité. Le facteur κ est inversement proportionnel à la longueur de décroissance de l'exponentielle, donné par $\kappa = (\omega_L/c) \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - 1}$, où n_1 est l'indice du prisme et θ_1 l'angle d'incidence du faisceau laser dans le prisme. On note dans l'expression (V.2) que *la hauteur de la barrière de potentiel est proportionnelle au rapport I_{ev}/δ* .

Dès lors que l'émission spontanée est négligeable, le mouvement de l'atome dans le potentiel U_{dip} est conservatif. On voit sur la figure (V-1) qu'un atome incident avec une énergie cinétique E_c^i sera réfléchi si celle-ci est inférieure à la hauteur maximale de la barrière. Cette condition de réflexion s'écrit donc :

$$E_c^i \leq U_{dip}(0) = \hbar \frac{\Gamma^2 \tilde{c}^2 I_{ev}}{8\delta I_{sat}} \quad (\text{V.4})$$

L'inégalité (V.4) montre qu'il faut disposer d'une intensité lumineuse considérable pour réfléchir les atomes. Pour s'en rendre compte, effectuons une application numérique avec les paramètres typiques de notre expérience. Comme on le verra dans le chapitre [VII], les atomes de rubidium 85 ($\Gamma/2\pi = 5,9 \text{ MHz}$, $I_{sat} = 1,6 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$) sont lâchés d'une hauteur de 15 mm au-dessus du prisme; leur vitesse incidente au niveau du miroir est donc d'environ $0,55 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. En prenant pour le désaccord une valeur de 3 GHz , on trouve, en utilisant (V.4), qu'une intensité *minimale* de $52 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (soit $\sim 2 \times 10^4 I_{sat}$) dans l'onde évanescente est nécessaire pour réfléchir les atomes.

On voit donc que l'intensité lumineuse nécessaire à la réflexion des atomes est très importante. Pour l'atteindre, nous devons focaliser notre faisceau laser, issu d'un laser Ti: Sa (Saphir dopé titane) qui délivre 4 W en continu, sur une surface de quelques mm^2 . Nous allons montrer, dans les deux paragraphes suivants, que l'intensité laser dont il faut disposer pour faire fonctionner le miroir à atomes dans un régime "cohérent" est encore bien supérieure, ce qui constitue la motivation de ce travail.

V.2 Interaction de van der Waals : rôle dans le miroir atomique

Lors de la réflexion, l'atome s'approche de la surface du prisme jusqu'à une distance de l'ordre d'une fraction de $\lambda/2\pi$. A cette distance, l'interaction de van der Waals entre l'atome dans l'état fondamental et le diélectrique est importante, et modifie de façon notable le comportement du miroir à atomes [18]. Pour illustrer cette remarque, nous avons représenté sur la figure (V-2) la modification apportée à la barrière de potentiel du miroir par l'interaction de van der Waals.

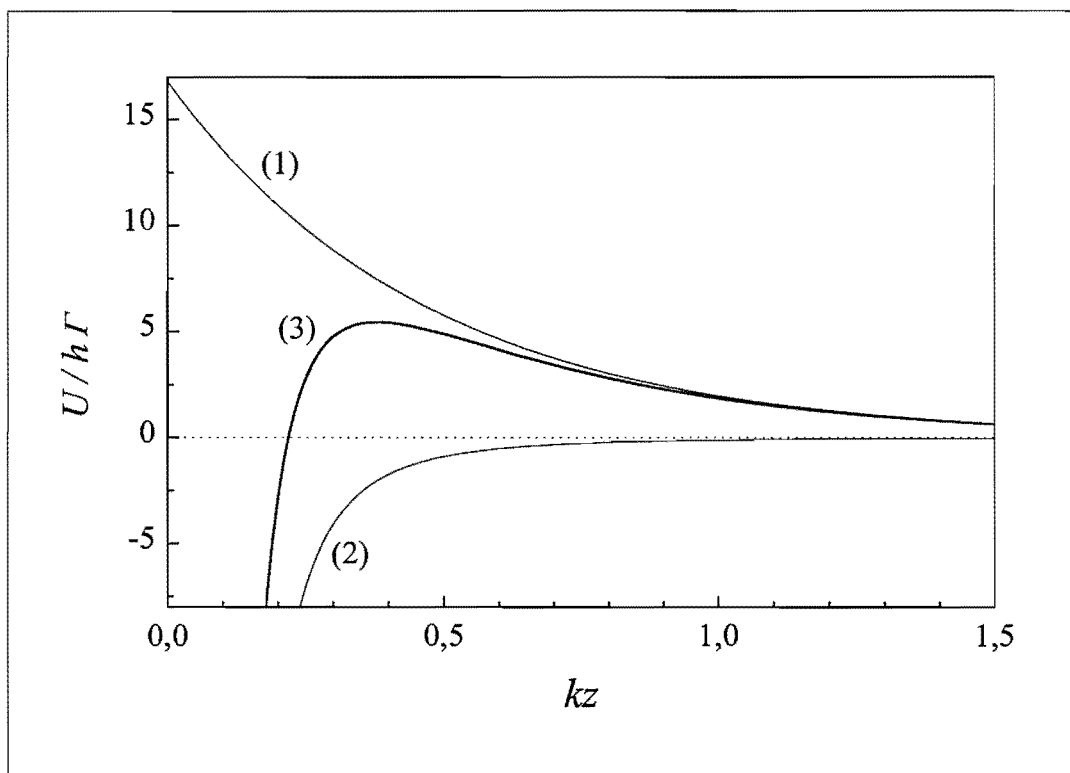


Figure V-2 : **Modification de la barrière de potentiel due à van der Waals.** On a tracé les potentiels en fonction de la distance normalisée à la surface du prisme. La courbe (1) correspond au potentiel dipolaire (répulsif pour $\delta > 0$), (2) au potentiel de van der Waals (attractif) et (3) à la barrière de potentiel résultante. L'indice de réfraction du prisme vaut $n_1 = 1,89$ et l'angle d'incidence du laser dans le prisme $\theta_1 = 52^\circ$ ($\rightarrow \kappa = 1,07 \times 2\pi/\lambda$). Le déplacement lumineux a été choisi de manière à ce que la hauteur maximale de la barrière (3) corresponde à l'énergie cinétique incidente des atomes (seuil de réflexion).

On a tracé sur cette figure les potentiels en fonction de la distance normalisée kz à la surface du prisme (k représente le vecteur d'onde). La courbe (1) correspond au profil exponentiellement décroissant du potentiel dipolaire (répulsif), la courbe (2) au potentiel de van der Waals (attractif, $\propto 1/z^3$), et la courbe (3) au potentiel résultant de la sommation ces deux composantes. Le déplacement lumineux à la surface du prisme, qui détermine la valeur maximale de la courbe (1), a été choisi de façon que la hauteur de la barrière de potentiel effective (courbe (3), $kz \simeq 0,38$) soit égale à l'énergie cinétique incidente des atomes dans notre expérience ($E_c^i = 5,3 \hbar\Gamma$, voir [VII]). On observe que, dans ces conditions, l'interaction de van der Waals a pour

effet de diminuer la hauteur effective de la barrière de potentiel d'un facteur 3 ; *il s'agit donc d'un effet considérable, qui doit être pris en compte dans l'analyse des propriétés du miroir à atomes.*

On a utilisé ici l'approximation électrostatique (modèle de Lennard-Jones [86]) pour tracer le potentiel de van der Waals ; ce modèle, valide pour les courtes distances ($z < \lambda$), donne lieu à la loi de variation bien connue en $1/z^3$. On peut écrire ce potentiel sous la forme [90] :

$$U_{vdW} = -a \frac{\varepsilon_1 - 1}{\varepsilon_1 + 1} \left(\frac{1}{kz} \right)^3 \hbar \Gamma \quad (\text{V.5})$$

où ε_1 est la constante diélectrique du prisme, et a une constante sans dimension qui vaut 0,203 pour l'atome de rubidium dans son état fondamental. A plus grande distance de la surface ($z > \lambda$), le modèle électrostatique qui suppose une interaction instantanée entre le dipôle atomique et son image dans le diélectrique n'est plus valide [85] ; les corrections apportées par Casimir et Polder au potentiel électrostatique conduisent alors à une variation en $1/z^4$. Pour nos conditions expérimentales, ces corrections sont faibles [18] ; nous nous contenterons donc de l'expression (V.5) pour analyser les résultats obtenus.

V.3 Suppression de l'émission spontanée

Le phénomène d'émission spontanée, susceptible d'avoir lieu lors de l'interaction de l'atome avec l'onde évanescente, a pour effet de détruire la cohérence de l'onde de de Broglie réfléchi [74] . Cette propriété disqualifierait le miroir qui en serait affecté pour de nombreuses applications, par exemple son utilisation dans un interféromètre. La réalisation d'un miroir à onde évanescente utilisable pour l'optique atomique passe donc par la suppression de l'émission spontanée lors de la réflexion.

Le taux d'émission spontanée est, dans le régime de faible saturation et grand désaccord, proportionnel au rapport I/δ^2 (voir expressions (I.14) et (I.15)). Or, nous venons de voir que la hauteur maximale de la barrière de potentiel est elle déterminée par I/δ ; il est donc possible, en augmentant le désaccord δ , de réduire le taux d'émission spontanée tout en maintenant la hauteur de la barrière constante (l'intensité laser doit alors naturellement être augmentée dans la même proportion que le désaccord).

Si l'on néglige l'effet de l'attraction de van der Waals sur le profil de la barrière de potentiel¹⁹, on peut calculer de façon simple la probabilité P_{es} d'effectuer une émission spontanée lors du rebond. Ce calcul s'effectue en intégrant sur le temps le taux d'émission spontanée calculé le long de la trajectoire classique de l'atome. On obtient alors le résultat [87, 84] :

$$P_{es} = \frac{\Gamma}{\delta} \frac{M v_i}{\hbar \kappa} \quad (\text{V.6})$$

Dans cette expression, v_i désigne la composante normale à la surface du prisme de la vitesse incidente de l'atome $v_i = \sqrt{2E_c^i/M}$.

Il peut paraître surprenant que le résultat de l'égalité (V.6) ne dépende pas de l'intensité du laser. Ceci tient à la propriété du profil exponentiel du potentiel dipolaire : une variation de l'intensité laser revient simplement à translater celui-ci. Ainsi, si l'on diminue l'intensité dans

¹⁹ ce qui est raisonnable si l'atome rebondit suffisamment loin du sommet de la barrière.

l'onde évanescente, l'atome s'approchera plus près de la surface du prisme, et explorera toujours la même partie du potentiel lumineux.

La situation est plus compliquée si l'on prend en compte l'effet de van der Waals. Dans ce cas, le profil du potentiel à proximité du sommet de la barrière n'est plus exponentiel (voir figure (V-2)); si le point de rebroussement classique de la trajectoire atomique est proche du sommet, l'atome passe un temps non négligeable dans une zone où l'intensité lumineuse est importante, et la probabilité d'émission spontanée augmente. On doit donc utiliser l'égalité (V.6) avec prudence, en vérifiant que l'on ne se trouve pas dans la situation qui vient d'être décrite (i.e. il faut se situer suffisamment au-dessus du seuil de réflexion).

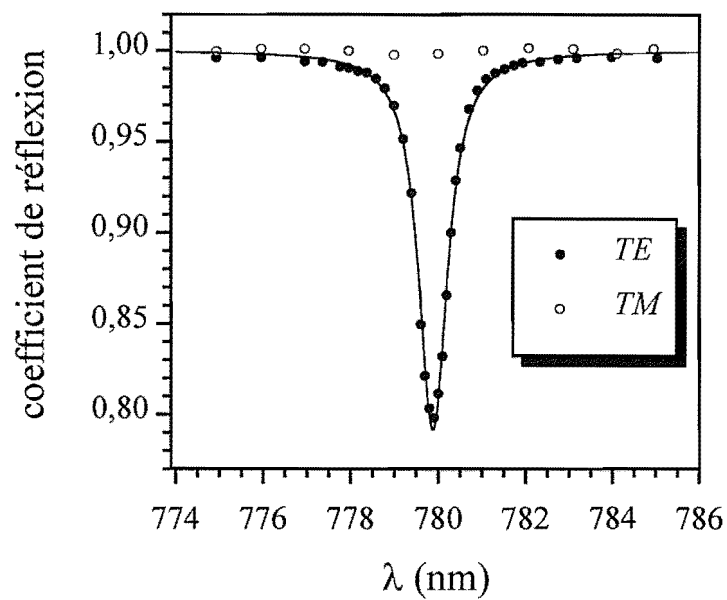
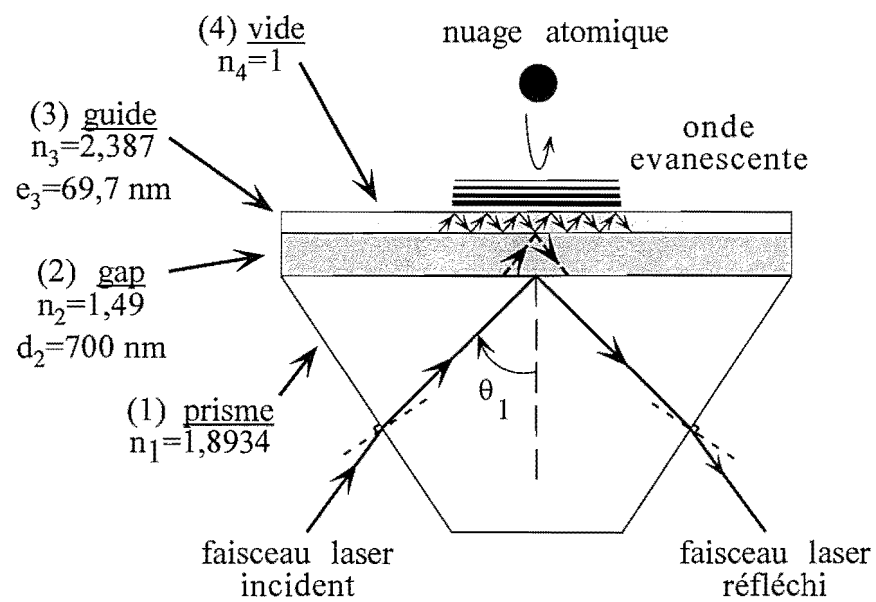
L'expression (V.6) confirme le fait que l'émission spontanée décroît lorsque l'on augmente le désaccord; comme nous l'avons souligné, cette augmentation du désaccord doit s'accompagner d'une augmentation de l'intensité laser, si l'on veut continuer à satisfaire la condition de réflexion (V.4). On arrive donc à la conclusion que *la suppression de l'émission spontanée, qui est une condition nécessaire à la réalisation d'un miroir cohérent, requiert l'utilisation d'une intensité lumineuse élevée.*

Pour illustrer cet remarque, reprenons l'exemple numérique de la fin du paragraphe [V.1], et calculons la probabilité d'émission spontanée par rebond (expression (V.6)). On trouve $P_{es} \simeq 0,17$. Si l'on souhaite maintenir la probabilité d'émission spontanée en-dessous du %, on doit donc augmenter le désaccord *et* l'intensité lumineuse d'un facteur ~ 20 .

On voit donc que l'intensité laser requise pour que le miroir à onde évanescente fonctionne dans un "mode cohérent" est proche de la limite qui peut être obtenue avec les sources disponibles. On est de plus contraint, dans ces conditions, de travailler avec un miroir à atomes de surface réduite. Il faut donc trouver un moyen d'amplifier l'intensité lumineuse dans l'onde évanescente. Nous présentons dans le chapitre suivant une structure résonnante à base de couches minces diélectriques déposées directement sur le prisme, qui nous permet d'augmenter de plus de trois ordres de grandeur cette quantité, pour la même puissance laser incidente.

Chapitre VI

Exaltation de l'onde évanescente : le guide d'onde résonnant



Chapitre VI

Exaltation de l'onde évanescente : le guide d'onde résonnant

"Detailed study of a high finesse planar waveguide for evanescent wave atomic mirrors"

Quantum Semiclass. Opt. **8**, 603 (1996).

Detailed study of a high-finesse planar waveguide for evanescent wave atomic mirrors

G Labeyrie, A Landragin, J Von Zanthier, R Kaiser, N Vansteenkiste,
C Westbrook and A Aspect

Institut d'Optique, URA 14 du CNRS, BP 147, 91403 Orsay, France

Received 4 January 1996, in final form 8 February 1996

Abstract. We have realized a resonant waveguide structure which enhances the intensity of an evanescent wave at a dielectric–vacuum interface by more than three orders of magnitude. We present a simple theoretical model including the effect of the losses in the waveguide, which gives a good description of the observed behaviour of the structure. We experimentally determine the enhancement factor by analysing the resonance of the reflected light intensity. This characterization technique allows for an easy *in situ* monitoring of the enhancement, which is a key feature for the understanding of atomic mirror experiments.

1. Introduction

The use of the dipole force in an evanescent wave to reflect atoms was proposed in [1], and has received a great deal of experimental attention [2–12]. This is because such a device is a very promising way to make an atomic mirror, and our experience in optics leads us to expect that good mirrors will be important tools for atom optics. To be really useful it is important that the atomic mirror be 'coherent', i.e. that it preserve the coherence of the incident wave. Thus, random processes such as spontaneous emission must be avoided. One can show that, for a fixed incident velocity, the minimum probability of spontaneous emission during the bounce is inversely proportional to the laser intensity creating the evanescent wave [6, 10]. In all the experiments of [2–6], the spontaneous emission probability was equal to or greater than about 10% per atom per reflection. It is therefore important to increase the intensity of evanescent waves to obtain coherent atomic mirrors. A solution for reaching higher intensities is to enhance the evanescent wave using a passive resonant structure. Atomic mirrors based on this idea have been demonstrated, making use of both surface plasmons [7–9] and of a dielectric waveguide structure [10–13].

The waveguide used in [10], was described in a previous paper [14]. The principle of the enhancement was explained, and we showed that the main features of the structure could be qualitatively understood using an analogy with a Fabry–Perot cavity. We also introduced a method to evaluate the enhancement, based on the analysis of the reflected light. The treatment of the experimental data yielded a value of 130 for the enhancement factor, the ratio of the effective intensity $\epsilon_0 c E^2/2$ of the evanescent wave at the interface with and without the waveguide. In this first system, the influence of the losses was negligible.

In this paper, we describe an improved structure with an enhancement factor of 1650, a gain of more than one order of magnitude. With this structure we were able to reflect atoms with a spontaneous emission probability below 1% [11, 12]. Understanding the behaviour

of this highly resonant system requires a more detailed analysis than in the previous case. In particular, the losses have to be accounted for to calculate the enhancement. We will also use a Lorentzian approximation to derive some simple analytical expressions for the transmission and reflection coefficients of the structure as a function of the wavelength [15]. This provides a simple understanding of the influence of the various parameters of the structure and a straightforward way to estimate the enhancement, using the quantities characterizing the reflectivity curve. We have applied this method to our device placed in the conditions of the atomic mirror experiments (i.e. inside a UHV chamber). We measure the intensity of the light reflected by the structure as a function of the wavelength, and use the quantities characterizing this reflectivity curve to calculate the enhancement factor. This remote measurement technique permits easy *in situ* characterization of the resonance. It has enabled us to observe the evolution of the structure with time, a phenomenon that we attribute to a reversible pollution of the prism surface by rubidium atoms.

In section 2, we present the detailed analysis of the enhancement of evanescent waves using a dielectric waveguide structure. We describe in section 2.1 the structure of the multilayered system, and recall the simple analogy with a Fabry–Perot cavity which allows a qualitative understanding. We then introduce the notation used throughout the paper, and recall the results of the exact plane-wave treatment based on the Fresnel coefficients (section 2.2). In sections 2.3 and 2.4, we discuss the behaviour of the device in the ‘low-coupling’ regime, analogous to a high reflectivity input coupler in a Fabry–Perot, both without and with losses in the waveguide layer. Two different regimes appear, depending on the value of the losses with respect to the coupling. In section 2.5, we use the Lorentzian approximation to derive some simplified expressions for the transmission and reflection coefficients of the structure around resonance. Using these results, we show that the enhancement can be easily obtained through the analysis of the reflected light.

In section 3, we present experimental results obtained with the system described in this paper. The experimental set up, allowing for the *in situ* measurement of the reflectivity of the structure, is described in section 3.1. We then show how we analyse the experimental data (section 3.2). This analysis yields a value for the enhancement of the evanescent wave. We finally report, in section 3.3, on the time evolution of the resonance due to contamination by rubidium atoms.

2. Theory

2.1. Description of the system

The waveguide structure under study is illustrated in figure 1. Two thin dielectric layers are evaporated on a glass prism with a high index of refraction n_1 . The first film, with a low index of refraction n_2 and a thickness d_2 , acts as a gap layer between the prism and the second layer, characterized by a high index of refraction n_3 and a thickness d_3 . This second layer, surrounded by two media of lower indices (the gap layer below and the vacuum above), acts as a single-mode waveguide at the operating wavelength ($\lambda = 780$ nm). The incident light is coupled inside the waveguide through the gap layer, making use of frustrated total internal reflection at the prism–gap interface.

To understand how this structure enhances the evanescent wave, we can use an analogy with a Fabry–Perot cavity. In this analogy, the gap corresponds to a coupling mirror, whose transmission is small in our case. The waveguide–vacuum interface, where the light is totally reflected, corresponds to the second mirror of the cavity, with a reflection coefficient equal to 1. We thus have a Fabry–Perot cavity of high finesse: for certain values of the incident

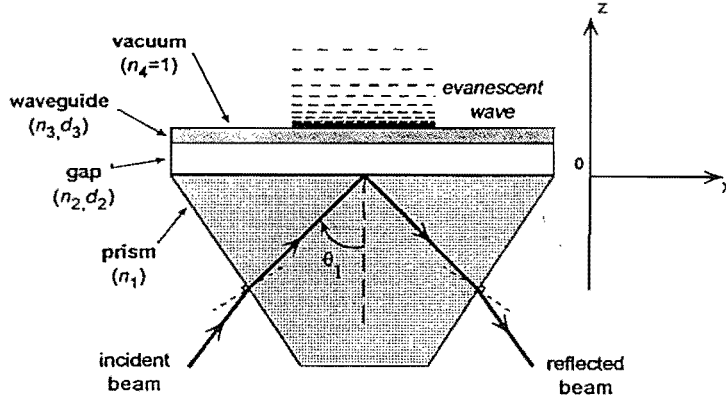


Figure 1. Resonant dielectric waveguide structure. The high-index waveguide (TiO_2 , thickness $d_3 = 69.7$ nm, index of refraction $n_3 = 2.387$) is separated from the prism (LaSFN18, index of refraction $n_1 = 1.893$) by a low-index gap (SiO_2 , thickness $d_2 = 700$ nm, index of refraction $n_2 = 1.49$). All indices are given for $\lambda = 780$ nm. The dielectric layers are deposited by ion-assisted deposition (IAD). The incident laser beam can be resonantly coupled to a waveguide mode, through the gap, by frustrated total internal reflection ('photon tunnelling'). This results in a large amplitude evanescent wave in the vacuum above the waveguide.

light parameters (e.g. the wavelength), the electric field amplitude inside the waveguide experiences a strong resonant build-up; by continuity, the evanescent wave amplitude in the vacuum above the waveguide is also enhanced.

2.2. Plane-wave description

In the theoretical section, we consider an incident plane wave in the prism. The influence of the Gaussian profile of the laser beam will appear in the analysis of the experimental results. Therefore, the electric field in each medium will be described by the sum of two plane waves. We assume TE polarization for the incident plane wave, so all the electric fields in the problem are perpendicular to the plane of figure 1 (x - z plane). The time dependence of the electric field is described by a term $\exp(-i\omega t)$. The complex amplitude of the electric field of a plane wave in medium j is

$$E_j(x, z) = A_j \exp[i(k_{xj}x + k_{zj}z)] \quad (1)$$

where k_{xj} and k_{zj} are the components of the wave vector along the x and z axis, respectively.

The total electric field in medium j can be written as the sum of an incident (upward propagating) wave and a reflected (downward propagating) wave:

$$E_j(x, z) = E_j^{\text{inc}}(x, z) + (1 - \delta_{j4})E_j^{\text{r}}(x, z) \\ = A_j^{\text{inc}} \exp[i(k_{xj}x + k_{zj}z)] + (1 - \delta_{j4})A_j^{\text{inc}} \exp[i(k_{xj}x - k_{zj}z)]. \quad (2)$$

The Kronecker symbol δ_{j4} accounts for the fact that there is no reflected wave in medium 4, which is semi-infinite. The components k_{xj} and k_{zj} of the wave vector in medium j are linked by the relation

$$k_{xj}^2 + k_{zj}^2 = n_j^2 \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (3)$$

Because of the Snell-Descartes laws, all the k_{xj} components are equal:

$$k_{xj} = \frac{\omega}{c} n_1 \sin \theta_1 = k_x \quad (4)$$

where θ_1 denotes the incidence angle in the prism. To obtain total internal reflection at the prism–gap interface, we operate with θ_1 satisfying $\sin\theta_1 > n_2/n_1$. According to the values given in figure 1, we have: $n_3 > n_1 > n_2 > n_4$; therefore, the electromagnetic waves are propagative along the z axis in the prism ($j = 1$) and the waveguide ($j = 3$), and evanescent in the gap ($j = 2$) and vacuum ($j = 4$). Thus we write the electric field amplitudes in the prism and the waveguide:

$$E_j(x, z) = (A_j^{\text{inc}} \exp(k_{zj}z) + A_j^r \exp(-k_{zj}z)) \exp(ik_x x) \quad (5)$$

with

$$k_{zj} = \sqrt{n_j^2 \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2} \quad \text{for } j = 1 \text{ and } 3. \quad (6)$$

Similarly, in the gap and the vacuum we have

$$E_j(x, z) = (A_j^{\text{inc}} \exp(-\kappa_j z) + (1 - \delta_{j4})A_j^r \exp(\kappa_j z)) \exp(ik_x x) \quad (7)$$

with

$$\kappa_j = \sqrt{k_x^2 - n_j^2 \frac{\omega^2}{c^2}} \quad \text{for } j = 2 \text{ and } 4. \quad (8)$$

The amplitude Fresnel coefficients for reflection and transmission at the interface i – j are denoted by r_{ij} and t_{ij} , respectively. In a very general way, we can write

$$r_{ij} = |r_{ij}| \exp(-2i\Phi_{ij}). \quad (9)$$

In our particular situation, there is total internal reflection at the prism–gap interface, as well as at the waveguide–gap and waveguide–vacuum interfaces. Thus, in the absence of losses, one has $|r_{12}| = 1$ and $|r_{3j}| = 1$, for $j = 2$ and 4 . When losses are taken into account in the waveguide, one has $|r_{3j}| < 1$ [16]. It is also convenient to introduce a generalized Fresnel coefficient describing the amplitude reflection of the waveguide layer, surrounded by the two semi-infinite media 2 and 4 [16]:

$$r_{234} = \frac{r_{23} + r_{34} \exp(-2ik_{z3}d_3)}{1 + r_{23}r_{34} \exp(-2ik_{z3}d_3)} = |r_{234}| \exp(-2i\Phi_{234}). \quad (10)$$

Using the same approach, we can similarly define the generalized Fresnel coefficients for our structure, t_{1234} and r_{1234} :

$$t_{1234} = \frac{E_4(x, z = d_2 + d_3)}{E_1^{\text{inc}}(x, z = 0)} \equiv t_{14} \quad (11)$$

and

$$r_{1234} = \frac{E_1^r(x, z = 0)}{E_1^{\text{inc}}(x, z = 0)} \equiv r_{14}. \quad (12)$$

In expression (11) and (12), we introduced the abbreviated notation t_{14} and r_{14} for the sake of simplicity; however, the reader should keep in mind that these quantities are composite terms involving the Fresnel coefficient at the various interfaces and the indices of refraction and thicknesses of the dielectric layers.

The term $|t_{14}|^2$, which we will refer to as the transmission factor in the rest of this paper, is the most important quantity in our problem, since it measures the performance of the device. More precisely, the enhancement is proportional to $|t_{14}|^2$. However, $|t_{14}|^2$ is not directly measurable in our experiment, since it is difficult to have access to the electric field amplitude in the evanescent wave at the dielectric–vacuum interface [17]. Instead, we will extract this information from the analysis of the reflection-coefficient $|r_{14}|^2$, which is easier to measure in our experiment.

2.3. Loss-free waveguide

Writing the continuity of the electric field at the various interfaces, it is possible to obtain an exact expression of the amplitude transmission and reflection coefficients t_{14} and r_{14} , as a function of the Fresnel coefficients r_{ij} and t_{ij} and of the thicknesses and indices of the layers. The amplitude transmission factor can be written as [18]

$$t_{14} = \frac{t_{12}t_{23}t_{34} \exp(ik_{z3}d_3)}{F \exp(\kappa_2 d_2) + G \exp(-\kappa_2 d_2)} \quad (13)$$

with

$$F = 1 - r_{34}r_{32} \exp(2ik_{z3}d_3) \quad (14)$$

$$G = r_{12}r_{23} - r_{34}r_{21} \exp(2ik_{z3}d_3). \quad (15)$$

The amplitude reflection coefficient is given by

$$r_{14} = \frac{r_{12} + r_{234} \exp(-2\kappa_2 d_2)}{1 + r_{12}r_{234} \exp(-2\kappa_2 d_2)} \quad (16)$$

where the expression of r_{234} is given in (10).

Since we are interested in strongly resonant systems, we will restrict our discussion to the case of a thick gap layer, so that

$$\exp(-2\kappa_2 d_2) \ll 1. \quad (17)$$

We refer to this situation, where the fraction of an incident plane wave intensity transmitted through the gap layer is small, as the ‘low-coupling’ regime. For our parameters (see figure 1), one finds: $\kappa_2 \approx 4/\lambda$ and $\exp(-2\kappa_2 d_2) \simeq 4 \times 10^{-4}$.

Using expressions (13) and (16), it is possible to plot the transmission and reflection coefficients $|t_{14}|^2$ and $|r_{14}|^2$ as a function of the wavelength λ . Since we have assumed in this section that the system is free from losses, all the incident light is reflected by the prism and it is not surprising to find the reflection coefficient $|r_{14}|^2$ equal to 1 for all wavelengths. In figure 2, we have plotted the transmission factor $|t_{14}|^2$ as a function of λ for two different values of the gap thickness d_2 . We see that the transmission factor exhibits a resonant behaviour, i.e. $|t_{14}|^2$ strongly increases for the resonance wavelength. Furthermore, the on-resonance value of the transmission factor, which we denote by $|t_{14}|_{\text{res}}^2$, strongly increases with the gap thickness, while the width of the resonance curve decreases.

This can be understood with expression (13). We see that, usually, $|t_{14}|^2$ is small ($\exp(\kappa_2 d_2) \gg 1$), but if F is zero, $|t_{14}|^2$ can become very large. From expression (14), this occurs when

$$r_{34}r_{32} \exp(2ik_{z3}d_3) = 1. \quad (18)$$

Using the notation introduced in (9), and in the absence of losses, we can write (18) in the form

$$\Psi = 2k_{z3}d_3 - 2\Phi_{32} - 2\Phi_{34} = 2m\pi \quad (19)$$

where m is an integer. Equation (19) corresponds to the resonance condition for the waveguide layer surrounded by two semi-infinite media (the vacuum above and a medium with the index of refraction n_2 below), i.e. when the prism is at an infinite distance from the waveguide ($d_2 = \infty$). Note that the phase shift Ψ given in expression (19) depends, for a given structure (i.e. fixed thicknesses and indices), only on the wavelength λ and the incidence angle θ_1 , so that both quantities can be adjusted to excite a mode. Because the waveguide is very thin (see figure 1), the only mode allowed for $\lambda = 780$ nm is the zeroth-order mode ($m = 0$) for TE polarization.

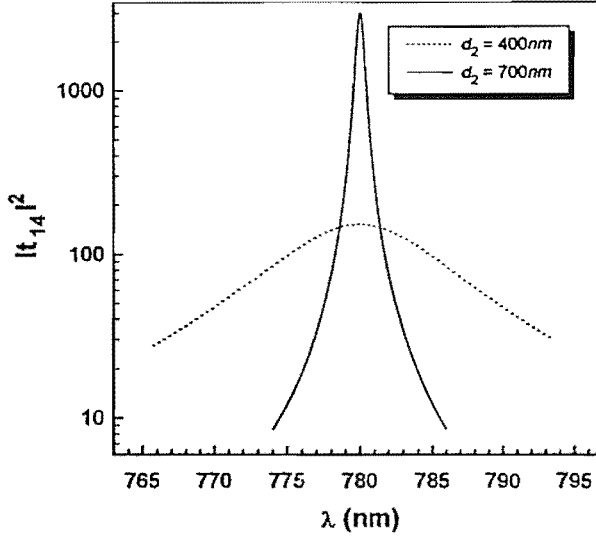


Figure 2. Resonant behaviour of the transmission factor $|t_{14}|^2$ in the loss-free case, as a function of the wavelength, for two values of the gap thickness d_2 . t_{14} is the ratio of the electric field amplitudes in the evanescent wave and in the prism, as defined in equation (11). The resonance is more pronounced when the gap is thicker.

In fact, due to the finite thickness of the gap d_2 , the maximum of the transmission factor $|t_{14}|^2$ does not exactly correspond to the zero of F , i.e. the resonance for the complete structure occurs for conditions slightly different from those of the ‘uncoupled’ waveguide ($d_2 = \infty$). This effect, however, is small since we consider only large gap thicknesses, and can be neglected in the present discussion. This amounts to taking $F = 0$ in expression (13), and we thus obtain

$$|t_{14}|_{\text{res}}^2 \propto \exp(2\kappa_2 d_2). \quad (20)$$

This is an important feature of our system: although the off-resonance transmission factor drops exponentially to zero when the gap thickness d_2 increases (see expression (13)), the on-resonance transmission factor $|t_{14}|_{\text{res}}^2$, in contrast, increases exponentially with d_2 . This clearly appears when comparing the two curves in figure 2.

Note that all the features described above can be understood using the Fabry–Perot analogy introduced in section 2.1. When the transmission of the coupling mirror decreases, the finesse of the cavity increases, in the absence of losses. The build-up of the electric field inside the cavity is proportional to the finesse, so we expect the enhancement of the evanescent wave to increase exponentially with the gap thickness. The improvement of the finesse of the cavity when d_2 increases also results in the narrowing of the resonance peak.

2.4. Lossy waveguide

So far we have considered a lossless structure. Our system, however, is subject to several loss mechanisms: absorption, bulk and interface scattering. Our observations show that the reflection coefficient $|r_{14}|^2$ decreases by at least 20% on resonance (see figure 8). On the other hand, when the laser is far from resonance, and when corrected for the Fresnel coefficients of the input and output faces of the prism, $|r_{14}|^2$ is very close to unity. This means that, on resonance, most of our loss comes from the waveguide, where the

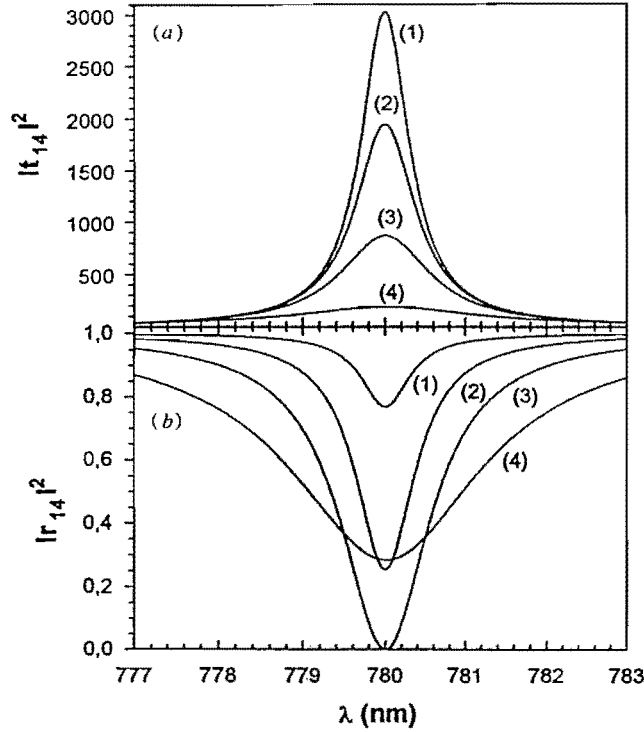


Figure 3. (a) transmission factor $|t_{14}|^2$ and (b) reflection coefficient $|r_{14}|^2$ as a function of the wavelength in the presence of losses. The gap thickness is fixed ($d_2 = 700$ nm) and the losses, included through an imaginary part of the index of refraction of the waveguide, are varied. (1) $n_3'' = 2 \times 10^{-5}$; (2) $n_3'' = 10^{-4}$; (3) $n_3'' = 3 \times 10^{-4}$; (4) $n_3'' = 10^{-3}$.

electromagnetic energy density is very high. Thus, in our simple model, we only take into account the losses in the waveguide, by adding an imaginary part to the refractive index of this layer:

$$n_3 = n_3' + in_3'' . \quad (21)$$

We assume here that n_3'' accounts not only for the losses occurring in the bulk of the waveguide layer, but also for those due to scattering at the waveguide-gap and waveguide-vacuum interfaces.

The amplitude transmission and reflection coefficients t_{14} and r_{14} can still be calculated using expressions (13) and (16), where the index of refraction of the waveguide has been replaced by expression (21). In figure 3, we have plotted the transmission and reflection coefficients $|t_{14}|^2$ and $|r_{14}|^2$ as a function of the wavelength, for different values of the losses and a fixed gap thickness $d_2 = 700$ nm. We see in figure 3(a) that, as n_3'' increases, the transmission curve broadens while the peak value $|t_{14}|_{\text{res}}^2$ decreases rapidly. In figure 3(b), we see that due to the losses, $|r_{14}|^2$ is no longer equal to 1 for all wavelengths, but presents a marked dip on resonance. The characteristic parameters of this curve will allow us to extract the information on $|t_{14}|_{\text{res}}^2$. Starting from small values of n_3'' , the on-resonance reflection coefficient $|r_{14}|_{\text{res}}^2$ first decreases with n_3'' , reaches zero for $n_3'' \simeq 3 \times 10^{-4}$, and then increases.

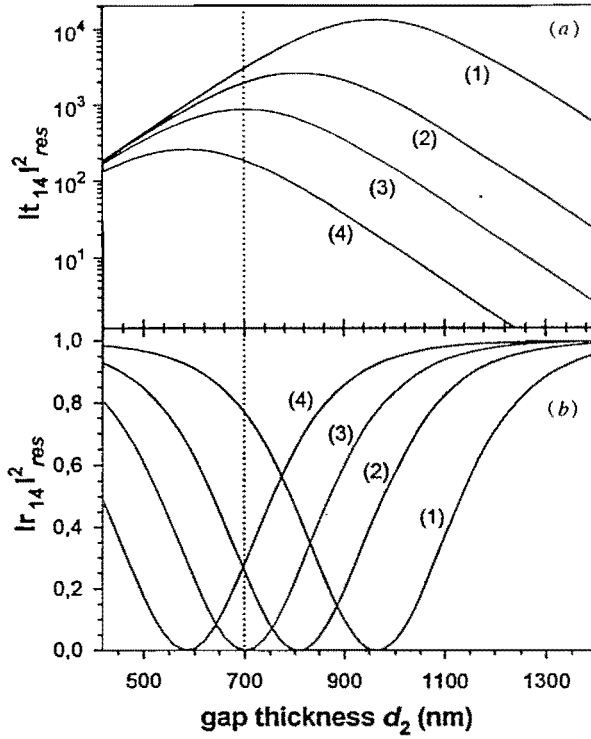


Figure 4. (a) On-resonance transmission factor $|t_{14}|_{res}^2$ and (b) reflection coefficient $|r_{14}|_{res}^2$ as a function of the gap thickness d_2 , for different values of the losses. The values of n_3'' are the same as in figure 3. (1) $n_3'' = 2 \times 10^{-5}$; (2) $n_3'' = 10^{-4}$; (3) $n_3'' = 3 \times 10^{-4}$; (4) $n_3'' = 10^{-3}$. The dotted vertical line at $d_2 = 700$ nm corresponds to the conditions of figure 3.

We are also interested in the influence of the gap thickness d_2 . In figure 4, we have plotted the on-resonance transmission and reflection coefficients $|t_{14}|_{res}^2$ and $|r_{14}|_{res}^2$ as a function of d_2 , for different values of the losses (i.e. of n_3''). In these curves, we can find the results of figure 3, corresponding to $d_2 = 700$ nm (dotted line). We also see that for a fixed value of n_3'' , $|t_{14}|_{res}^2$ reaches a maximum for an optimum value of d_2 , while $|r_{14}|_{res}^2$ goes to zero. For example, when $n_3'' = 10^{-4}$ (curve (2)), $|t_{14}|_{res}^2$ is maximum for $d_2 = 800$ nm and is then equal to 2000. This suggests the distinction between two regimes. When d_2 is much smaller than the optimum value, $|t_{14}|_{res}^2$ increases exponentially with d_2 . We will refer to this regime as 'low loss'. In the opposite situation, when d_2 is much larger than the optimum value, $|t_{14}|_{res}^2$ decreases exponentially with d_2 : this will be called the 'high-loss' regime. Note that the boundary between the two regimes depends on the value of n_3'' : the optimum value of d_2 decreases when the losses increase, and so does the maximum value of $|t_{14}|_{res}^2$.

We can again interpret these results with the Fabry–Perot analogy including losses inside the cavity. For a given coupling mirror, the build-up in the cavity will be reduced and the finesse will decrease when the losses increase. If the losses are fixed and the thickness of the gap d_2 is varied, a maximum for the electric field build-up will be reached when the transmission coefficient of the coupling mirror equals the losses per round trip inside the cavity: this is similar to an impedance matching condition. This explains qualitatively why there is a maximum in $|t_{14}|_{res}^2$ as a function of d_2 , and why the matching value of

d_2 decreases with the losses. We can also understand why $|r_{14}|_{\text{res}}^2$ goes to zero when the matching condition is fulfilled: in this situation, the light directly reflected on the coupling mirror destructively interferes with the light stored in the cavity and transmitted back through the coupling mirror.

2.5. Lorentzian approximation

2.5.1. Approximations. In this section, we want to derive simplified expressions for the transmission and reflection coefficients $|t_{14}|^2$ and $|r_{14}|^2$ to show more explicitly their dependence on the gap thickness d_2 and in the losses via n_3'' . In particular, we will obtain analytical expressions for the on-resonance values $|t_{14}|_{\text{res}}^2$ and $|r_{14}|_{\text{res}}^2$ and for the width $\Delta\lambda$ of the resonance peak. We will discuss their behaviour with n_3'' and d_2 , and gain a quantitative insight into the results previously discussed with the Fabry–Perot analogy. This will also allow us simply to relate the two coefficients $|t_{14}|^2$ and $|r_{14}|^2$ with respect to each other.

In order to simplify the expressions, we assume that the ‘low coupling’ condition is fulfilled:

$$\exp(-2\kappa_2 d_2) \ll 1 \quad (22)$$

and that the losses in the waveguide remain small, which amounts to (see the appendix):

$$n_3'' \ll 1. \quad (23)$$

In our experimental situation ($d_2 = 700$ nm and $\lambda = 780$ nm), $\exp(-2\kappa_2 d_2) = 4 \times 10^{-4}$ and n_3'' will vary between 10^{-5} and a few times 10^{-4} : both quantities are small and of the same order of magnitude. Therefore, we will expand the expressions of $|t_{14}|^2$ and $|r_{14}|^2$ at the lowest order in n_3'' and in $\exp(-2\kappa_2 d_2)$, neglecting the terms of order $n_3'' \exp(-2\kappa_2 d_2)$.

We will then focus our interest on the behaviour of $|t_{14}|^2(\lambda)$ and $|r_{14}|^2(\lambda)$ around resonance, and approximate these functions by their lowest-order expansion in λ . We will end up with a Lorentzian dependence on λ for $|t_{14}|^2$ and $|r_{14}|^2$ around resonance. Note that similar Lorentzian expressions could be obtained for $|t_{14}|^2(\theta_1)$ and $|r_{14}|^2(\theta_1)$.

2.5.2. Calculation of $|t_{14}|^2(\lambda)$ and $|r_{14}|^2(\lambda)$. In this section, we will expand $|t_{14}|^2$ and $|r_{14}|^2$ to lowest order in n_3'' and $\exp(-2\kappa_2 d_2)$, and then around the resonance in λ . Here we will give the main steps of the calculation for $|t_{14}|^2$, and refer to the appendix for more details. The expansion of $|r_{14}|^2$ is very similar and we will only give the final expression.

We start from expression (13) which we write in the form

$$|t_{14}|^2 = \frac{|t_{12}t_{23}t_{34} \exp(ik_{z3}d_3)|^2 \exp(-2\kappa_2 d_2)}{|F + G \exp(-2\kappa_2 d_2)|^2} \quad (24)$$

where F and G are given by (14) and (15). Note that k_{z3} , given by (3), is no longer a real number but has an imaginary part proportional to n_3'' .

The full dependence on $\exp(-2\kappa_2 d_2)$ is explicit in expression (24). Because we neglect the terms of order $n_3'' \exp(-2\kappa_2 d_2)$, we only have to consider the dependence on n_3'' in the term F . This dependence appears through the Fresnel coefficients r_{3j} and the z component of the wave vector in the waveguide k_{z3} . To first order in n_3'' , we have (see the appendix):

$$F = 1 - (1 - an_3'') \exp(i\Psi) \quad (25)$$

where Ψ is the same as in (19), and a is a numerical factor depending on the indices and the incidence angle (see the appendix, equation (A8)). We have seen in section 2.3 that the resonance condition corresponds, in the ‘low-coupling’ regime and in the absence of losses, to $F = 0$ and, in the case of the lowest-order mode, to $\Psi = 0$. In equation (25), we see

that the lowest-order approximation in n_3'' results in an attenuation of the electric field of an_3'' per round trip inside the waveguide, while the phase term in F is not modified.

We now want to analyse the behaviour of $|t_{14}|^2$ as a function of the wavelength around the resonance. In expression (24), the dependence of $|t_{14}|^2$ on λ is, around resonance, mainly due to the phase term Ψ . We will thus expand Ψ around the resonance wavelength λ_{res}^0 for the 'uncoupled' waveguide, for which $\Psi = 0$. We limit the expansion to the lowest order in $\lambda - \lambda_{\text{res}}^0$:

$$\Psi \approx (\lambda - \lambda_{\text{res}}^0) \left. \frac{\partial \Psi}{\partial \lambda} \right|_{\lambda_{\text{res}}^0} \equiv (\lambda - \lambda_{\text{res}}^0) \chi \ll 1. \quad (26)$$

In our system, $\chi = 2.5$ mrad/nm at 780 nm, so this approximation remains justified even several tens of nanometres away from resonance. We neglect the terms of order $\Psi \exp(-2\kappa_2 d_2)$ and $\Psi n_3''$. Note that χ not only includes the explicit dependence of k_{z3} on λ , but also the variations of the phase shifts Φ_{32} and Φ_{34} through the dispersion of the indices of refraction. Taking into account all these simplifications we eventually obtain (see the appendix):

$$|t_{14}|^2 = |t_{14}|_{\text{res}}^2 \frac{\Delta\lambda^2}{(\lambda - \lambda_{\text{res}})^2 + \Delta\lambda^2} \quad (27)$$

with

$$\lambda_{\text{res}} = \lambda_{\text{res}}^0 + \frac{2 \exp(-2\kappa_2 d_2) \sin 2\Phi_{32} \cos 2\Phi_{12}}{\chi} \quad (28)$$

$$\Delta\lambda = \frac{an_3'' + 2 \exp(-2\kappa_2 d_2) \sin 2\Phi_{12} \sin 2\Phi_{32}}{|\chi|} \quad (29)$$

$$|t_{14}|_{\text{res}}^2 = \frac{64 \cos^2 \Phi_{12} \cos^2 \Phi_{34} \sin^2 \Phi_{32} \exp(-2\kappa_2 d_2)}{\chi^2 (an_3'' + 2 \exp(-2\kappa_2 d_2) \sin 2\Phi_{12} \sin 2\Phi_{32})^2}. \quad (30)$$

In expression (27), the quantities λ_{res} , $\Delta\lambda$ and $|t_{14}|_{\text{res}}^2$ vary slowly with λ through $\exp(-2\kappa_2 d_2)$ and the dispersion of the refractive indices; however, the main dependence on λ of $|t_{14}|^2$ around resonance appears explicitly in (27). Therefore we consider the quantities λ_{res} , $\Delta\lambda$ and $|t_{14}|_{\text{res}}^2$ constant and equal to their values in $\lambda = \lambda_{\text{res}}^0$. Then, the transmission factor $|t_{14}|^2$ assumes a Lorentzian shape around resonance, which is characterized by three parameters: the position of the resonance λ_{res} , the half-width at half maximum $\Delta\lambda$ and the on-resonance-(maximum) value $|t_{14}|_{\text{res}}^2$.

Starting from expression (16) and using the same approximations, we find for the reflection coefficient (see the appendix)

$$|r_{14}|^2 = 1 - (1 - |t_{14}|_{\text{res}}^2) \frac{\Delta\lambda^2}{(\lambda - \lambda_{\text{res}})^2 + \Delta\lambda^2} \quad (31)$$

with

$$|r_{14}|_{\text{res}}^2 = \frac{(an_3'' - 2 \sin 2\Phi_{12} \sin 2\Phi_{32} \exp(-2\kappa_2 d_2))^2}{(an_3'' + 2 \sin 2\Phi_{12} \sin 2\Phi_{32} \exp(-2\kappa_2 d_2))^2}. \quad (32)$$

Thus, we see that the reflectivity curve $|r_{14}|^2(\lambda)$ is the complementary of a Lorentzian around resonance, with the same width $\Delta\lambda$ as $|t_{14}|^2(\lambda)$.

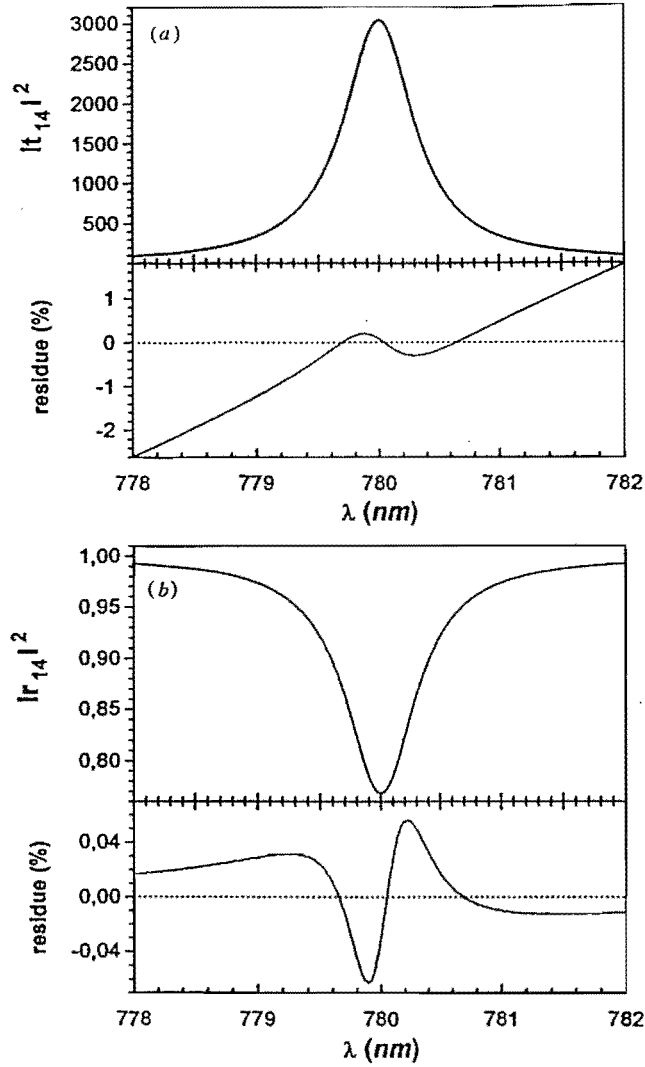


Figure 5. Comparison between the results of the exact calculation (equations (13) and (16)) and the Lorentzian approximation, (a) for the transmission factor $|t_{14}|^2(\lambda)$ and (b) the reflection coefficient $|r_{14}|^2(\lambda)$. For these curves, $d_2 = 700$ nm and $n_3'' = 2 \times 10^{-5}$. The curves are not distinguishable on this scale; the relative differences (residues) are plotted below each curve.

2.5.3. Discussion. In order to quantify the validity of the Lorentzian approximation, we compare in figure 5 the transmission and reflection curves obtained with the exact Fresnel formulae (13) and (16) with the approximated expressions (27) and (31). On the scale of the figure, the curves are indistinguishable. We have also plotted the relative difference between the exact and approximated curves. These differences arise primarily from the wavelength dependence of the term $\exp(-2\kappa_2 d_2)$, which we have neglected in expressions (28)–(30) and (32).

We can now use the analytical expressions (28)–(30) and (32), obtained through the Lorentzian approximation, to discuss the dependence on n_3'' and d_2 .

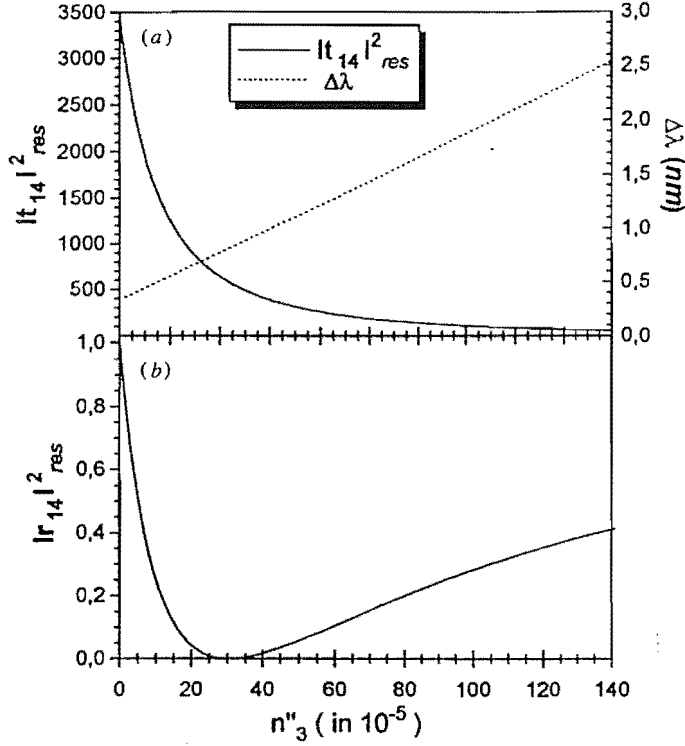


Figure 6. On-resonance transmission $|t_{14}|_{res}^2$ and (a) resonance width $\Delta\lambda$ and (b) on-resonance reflection $|r_{14}|_{res}^2$ as a function of n''_3 . These curves are plotted using the results of the Lorentzian approximation, with the nominal values of the parameters of the structure (see figure 1).

Equation (28) shows that the resonance wavelength for the structure λ_{res} is equal to the resonance wavelength for the ‘uncoupled’ waveguide λ_{res}^0 , plus a term proportional to $\exp(-2\kappa_2 d_2)$. This term, reflecting the effect of the finite thickness of the gap d_2 , was neglected in the qualitative discussion of section 2.3. In our system, this displacement of the resonance is about 0.1 nm. As expected, the resonance wavelength is independent of the losses, since n''_3 did not induce any additional phase shift in the lowest-order expansion of Ψ .

In the loss-free case $n''_3 = 0$, both the inverse of the resonance width $\Delta\lambda$ and the on-resonance transmission factor $|t_{14}|_{res}^2$ are proportional to $\exp(+2\kappa_2 d_2)$. This behaviour was outlined in section 2.3 using the Fabry–Perot analogy. Figure 6 shows the variations of $|t_{14}|_{res}^2$, $\Delta\lambda$ and $|r_{14}|_{res}^2$ for increasing values of the losses, and a fixed gap thickness $d_2 = 700$ nm. The resonance width increases linearly with n''_3 while $|t_{14}|_{res}^2$ decreases continuously to zero.

In the three expressions (29), (30) and (32), we clearly see the appearance of the two different regimes introduced in section 2.4: as long as $2 \exp(-2\kappa_2 d_2) \sin 2\Phi_{12} \sin 2\Phi_{32} \gg an''_3$, $|t_{14}|_{res}^2$ exponentially increases with d_2 ; this is the ‘low-loss’ regime. When $2 \exp(-2\kappa_2 d_2) \sin 2\Phi_{12} \sin 2\Phi_{32} \ll an''_3$ (i.e. in the ‘high-loss’ regime), $|t_{14}|_{res}^2$ exponentially decreases when d_2 increases. Thus, with the Lorentzian approximation, we have obtained the analytical condition which determines the boundary between the two regimes:

$$an''_3 = 2 \exp(-2\kappa_2 d_2) \sin 2\Phi_{12} \sin 2\Phi_{32}. \quad (33)$$

This corresponds to the matching condition in a Fabry–Perot, where an_3'' is the loss per round trip, and $2 \exp(-2\kappa_2 d_2) \sin 2\Phi_{12} \sin 2\Phi_{32}$ represents the coupling into the cavity. In expression (32), condition (33) yields $|r_{14}|_{\text{res}}^2 = 0$.

2.5.4. Relationship between $|t_{14}|_{\text{res}}^2$ and $|r_{14}|^2(\lambda)$. It can be seen from expressions (29), (30) and (32) that the quantities characterizing the transmission and reflection resonance curves involve the same parameters: $\exp(-2\kappa_2 d_2)$, n_3'' and χ . Therefore it is possible to express the on-resonance transmission factor $|t_{14}|_{\text{res}}^2$ in terms of the characteristics of the reflectivity curve:

$$|t_{14}|_{\text{res}}^2 = \beta \frac{(1 \pm \sqrt{|r_{14}|_{\text{res}}^2})}{\Delta\lambda}. \quad (34)$$

The factor β is given by

$$\beta = 4 \cos^2 \Phi_{34} \frac{\tan \Phi_{32}}{\tan \Phi_{12}} \frac{1}{|\chi|}. \quad (35)$$

The plus and minus signs in (34) correspond, respectively, to the low-loss and high-loss regimes. When the matching condition (33) is fulfilled, $|r_{14}|_{\text{res}}^2 = 0$. Note that, in the low-loss regime, if $|r_{14}|_{\text{res}}^2$ is close to 1, $|t_{14}|_{\text{res}}^2$ is simply inversely proportional to $\Delta\lambda$. The quantities $|r_{14}|_{\text{res}}^2$ and $\Delta\lambda$ can be obtained by experimentally recording the reflectivity of the structure as a function of the wavelength. The factor β is a slowly varying function of the indices and thicknesses of the dielectric layers, and does not depend on n_3'' . All the ‘resonant’ character of $|t_{14}|_{\text{res}}^2$ is contained in $\Delta\lambda$ and $|r_{14}|_{\text{res}}^2$, both quantities which can be easily measured experimentally. Therefore, equation (34) can be conveniently used to estimate $|t_{14}|_{\text{res}}^2$, even when the indices and thicknesses of the layers are not known very precisely.

3. Experimental section

In this part of the paper, we describe in detail our method for evaluating the enhancement of the evanescent wave, based on the analysis of the reflected beam intensity. We first describe our experimental procedure for recording the reflectivity curve, together with an example of experimental data. The next section is devoted to the analysis of the experimental data, eventually yielding a numerical value for $|t_{14}|_{\text{res}}^2$. The accuracy of this result is discussed. Finally, we describe the observed evolution of the resonance with time, and propose an interpretation for this behaviour.

3.1. Experimental procedure and results

The evaluation of the performance of our waveguide is based on the measurement of the reflection coefficient $|r_{14}|^2$ as a function of the wavelength λ . This measurement is performed using the experimental set-up illustrated in figure 7. A Ti:sapphire laser beam with a typical power of 100 mW enters the prism and reflects from the layered structure. The intensity of the reflected beam is recorded with a photodetector as the wavelength of the laser is scanned across resonance.

Our aim is to evaluate the enhancement of the evanescent wave in the conditions of the atomic mirror experiments; this is why the measurement takes place inside the UHV chamber used for these experiments. To perform this measurement, we need to control the

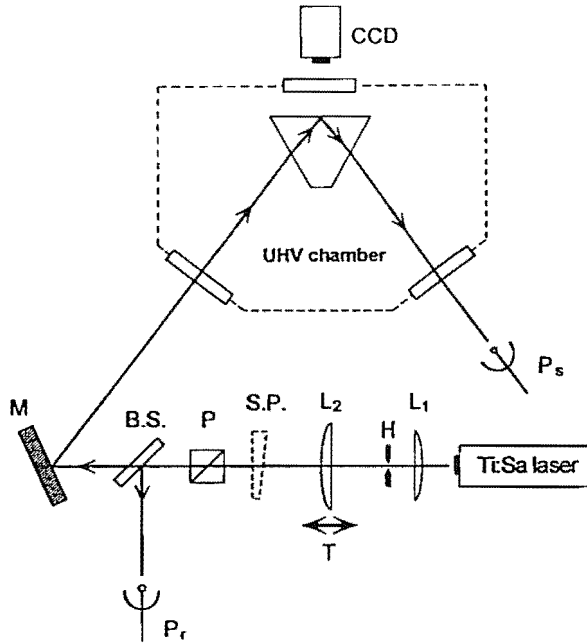


Figure 7. Experimental scheme for the *in situ* recording of the reflectivity curves. The prism is inside a UHV chamber. The beam from a Ti:Sa laser experiences total internal reflection inside the prism and its intensity is measured with the photodetector P_s ; a fraction of the incident light is sent on the photodetector P_r . The laser beam passes through a telescope ($\gamma = 3$) with a spatial filter (H); after the telescope, the beam waist is 2.28 mm. The incident laser power was 100 mW. The collimation of the beam is optimized by adjusting the position of the output lens L_2 , using a shear-plate interferometer SP temporarily placed in the front focal plane of L_2 . The incident light polarization (TE) and angle of incidence are adjusted by monitoring the light scattered in the waveguide with a CCD camera.

parameters that characterize the incident laser beam: the internal angle of incidence θ_1 , the angular divergence of the laser beam, its polarization and wavelength.

The angle of incidence is adjusted using the mirror (M) mounted on an orientation stage. Its value is measured using the reflection of the incident beam on the input face of the prism, with an accuracy of ± 0.2 mrad.

In the theoretical section, we considered the case of an incident plane wave. However, since the angular width of the resonance is very small (HWHM: $\Delta\theta_1 = 0.21$ mrad), the divergence of the laser beam used for the measurement is not negligible. As a consequence, it is necessary to deconvolve the measured reflectivity curve, which requires good control of the divergence angle. For this purpose the beam provided by the laser passes through a telescope whose output lens (L_2) position can be adjusted. A spatial filter (H) is placed at the focal point inside the telescope. The minimum for the output beam divergence is obtained when the spatial filter is in the back focal plane of lens L_2 , which corresponds to an output beam waist in the front focal plane of L_2 . To adjust the proper position for the lens L_2 , we use a shear-plate interferometer (SP) [19], placed in the front focal plane of the lens. The resulting divergence has been measured by looking at the beam profile with a CCD camera, at different positions on the propagation axis. The fit of the data by a Gaussian-beam law yields a waist size $w_0 = 2.28$ mm and a divergence of 0.064 mrad (HWHM), outside the prism. Due to the high refractive index of the prism ($n_1 = 1.893$), the

divergence angle inside the prism is 0.034 mrad, which must be compared to the angular width of the resonance $\Delta\theta_1 \simeq 0.21$ mrad. Therefore the width of the angular spectrum of the incident beam is approximately six times smaller than the angular width of the resonance.

The incident light polarization is determined by a polarizing cube (P) mounted on a rotation stage. The extinction ratio of the cube is 10^{-4} in transmission.

The spectrum of the laser beam is monitored with a Fabry–Perot analyser (free spectral range 750 MHz). Thus, we can verify that the laser remains single mode when the wavelength is varied. The emission wavelength of the laser is measured with a wavemeter, with an accuracy of ± 0.01 nm.

The procedure for the measurement of the reflectivity curve is as follows. First, the angle of incidence is adjusted to obtain the resonance for $\lambda = 780$ nm. The proper orientation for the polarization is then adjusted. These operations are achieved by looking at the surface of the prism from above with a CCD camera; when the electric field builds up inside the waveguide layer due to the resonance, the scattered light strongly increases and the impact of the beam on the prism surface appears as a bright spot.

It is essential to get rid of the intensity fluctuations of the incident laser beam. A beamsplitter (BS), placed after the polarizing cube, sends a portion of the incident light on a first photodetector (P_r) to provide a reference for the incident light intensity. After reflection inside the prism, the laser beam is collected on a second detector (P_s). The outputs of both detectors are fed to a LeCroy numerical oscilloscope which calculates the ratio P_s/P_r . An averaging over 100 sweeps reduces the small amplitude noise left on the signal after division. The final reproducibility of the signal is well below one per cent.

When recording reflectivity curves, we usually observe a small asymmetry (a few %) between the baselines on each side of the resonance. One possible cause for this behaviour is a slow drift of the alignment of the Ti:Sa laser cavity, due, for example, to thermal phenomena in the crystal or displacement of the argon laser pump beam. To minimize that problem, we let the laser warm up for some time and stabilize. The remaining asymmetry, when present, is corrected assuming a linear variation with the wavelength. The resulting reflectivity curve is normalized so that its off-resonance value is equal to 1.

In figure 8, we present a typical example of an experimental reflectivity curve; the full circles correspond to TE polarization, and the curve with open circles was obtained with TM polarization; as expected, it exhibits no resonant behaviour. The experimental curve in TE polarization is the result of the convolution of a Lorentzian (i.e. the plane-wave response of the prism given by equation (31)) by a Gaussian (i.e. the angular spectrum of the incident beam, which has been measured). We therefore fit the experimental data with a Voigt profile. To convert the angular profile of the laser beam into an equivalent spectral profile, we need to know the quantity:

$$s = \frac{\partial\theta_{1res}}{\partial\lambda}. \quad (36)$$

We obtain this quantity experimentally, by recording the resonance angle of incidence θ_{1res} at various wavelengths (see figure 9). The fitted Voigt profile is shown in figure 8 (full curve); it is characterized by the position $\tilde{\lambda}_{res}$ and the value $|\tilde{r}_{14}|_{res}^2$ of the minimum, and by the half-width at half-maximum $\Delta\lambda$. These quantities could be directly measured on the experimental curve. After the deconvolution, we obtain the corresponding characteristics of the Lorentzian plane-wave response λ_{res} , $\Delta\lambda$ and $|r_{14}|_{res}^2$.

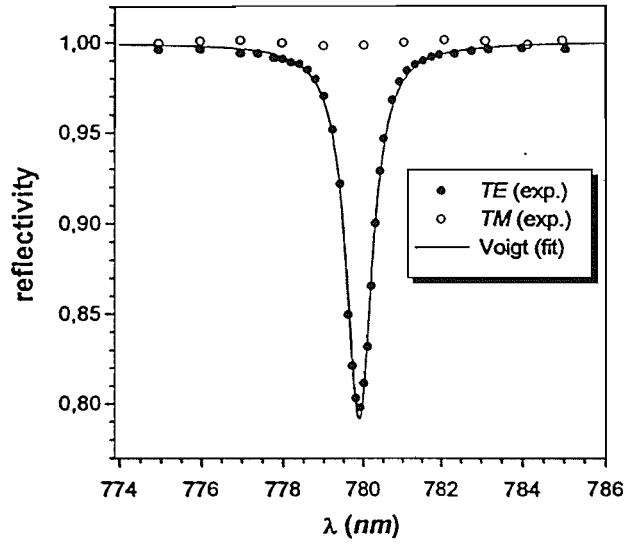


Figure 8. Typical experimental reflectivity curve for the structure shown in figure 1. The open circles correspond to TM polarization where no resonance occurs. The full circles correspond to TE polarization. The statistical uncertainty of the data points is about the size of the circles. The resonance curve is fitted by a Voigt profile including the measured angular divergence of the incident laser beam (0.069 mrad FWHM). The fitted parameters (before deconvolution) are: $\lambda_{\text{res}} = 780.00$ nm, $\Delta\lambda = 0.751$ nm and $|\tilde{r}_{14}|_{\text{res}}^2 = 0.777$. The corresponding characteristics of the Lorentzian profile are: $\lambda_{\text{res}} = 780.00$ nm, $\Delta\lambda = 0.73$ nm and $|r_{14}|_{\text{res}}^2 = 0.772$.

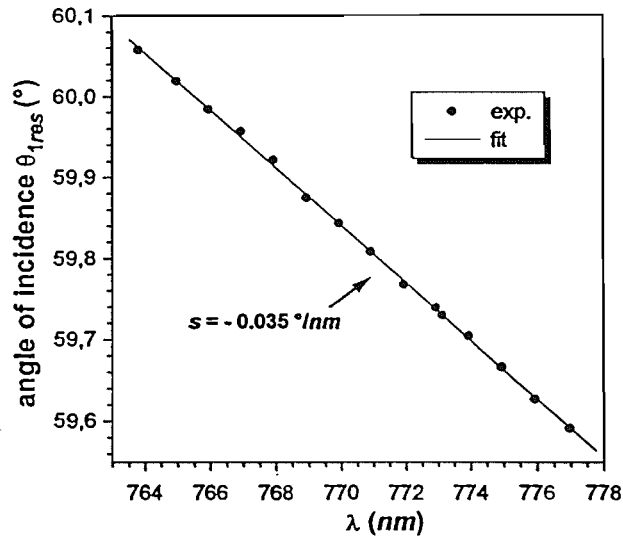


Figure 9. Measurement of the variation of the resonance angular position $\theta_{1\text{res}}$ with the wavelength λ . The slope s of this curve is used for the deconvolution of the experimental data. Our set-up did not permit the measurement of the angle of incidence around $\lambda_{\text{res}} = 780$ nm. The linearity of the curve over the 15 nm range shown allows us to extrapolate to the value at $\lambda_{\text{res}} = 780$ nm.

3.2. Analysis of the measurements

We now present a first method for analysing the experimental data, with the goal of obtaining an accurate value for the enhancement factor. This method can be summarized as follows.

We compute the transmission and reflection coefficients $|t_{14}|^2(\lambda)$ and $|r_{14}|^2(\lambda)$, using the exact expressions in the case of an incident plane wave (13) and (16). The parameters that characterize the structure (e.g. the thicknesses and indices of the dielectric layers) are adjusted to fit the experimental data. The enhancement factor can then be calculated, using the fitted values of these parameters.

This approach is motivated by two observations. First, the nominal values (i.e. provided by the manufacturer) of the thicknesses and indices of the layers are not known to better than 1%. In addition, the value of n_3'' is not available, and somewhat difficult to estimate *a priori*. These uncertainties on the parameters of the structure would yield, for our highly resonant structure, an unacceptably large uncertainty on the calculated transmission factor. Second, we have observed strong modifications of the characteristics of the resonance with time, which we attribute to variations of the structure parameters (in particular, the losses). Thus, the parameters of the model have to be continuously readjusted to account for the observed behaviour.

In our model, the structure is *a priori* described by nine parameters, characterizing the prism ($n_1, \partial n_1/\partial\lambda$), the gap ($d_2, n_2, \partial n_2/\partial\lambda$) and the waveguide ($d_3, n_3', \partial n_3/\partial\lambda, n_3''$). The parameters $\partial n_j/\partial\lambda$ take into account the dispersion of the indices of refraction:

$$n_j(\lambda \text{ in nm}) = n_j(\lambda = 780 \text{ nm}) - \frac{\partial n_j}{\partial\lambda}(\lambda - 780) \quad (37)$$

assuming a linear dependence for the limited range of wavelength explored. The measurement provides four quantities: $\tilde{\lambda}_{res}$, s , $\Delta\lambda$ and $|\tilde{r}_{14}|_{res}^2$. Therefore, we need to narrow our choice of nine possible parameters to four that will be fitted.

Unlike the thin layers, whose parameters (e.g. the indices) are not known exactly, the refractive index n_1 of the prism has been precisely measured, yielding

$$n_1(\lambda \text{ in nm}) = 1.8934 - 7.39 \times 10^{-5} \times (\lambda - 780). \quad (38)$$

Although the value of the dispersion for the gap is not known precisely, its influence can be neglected. Thus, we now have to choose between six parameters to adjust: $d_2, d_3, n_2, n_3', \partial n_3/\partial\lambda$ and n_3'' . It is clear from the discussion above that n_3'' has to be adjusted. We select among the remaining parameters those which have the strongest influence on the measured quantities; for instance, since the value of $\partial n_1/\partial\lambda$ is fixed, it is the parameter $\partial n_3/\partial\lambda$ which has the main influence on the quantity $s = \partial\theta_{1res}/\partial\lambda$. Therefore, we will retain $\partial n_3/\partial\lambda$ as a fit parameter. Finally, the indices n_2 and n_3' have somewhat more influence than d_2 and d_3 on the measured quantities. Therefore our fitting parameters are: $n_2, n_3', \partial n_3/\partial\lambda$ and n_3'' .

The fitting procedure operates as follows: the program starts from a set of layer parameters, for instance the set of nominal values. It computes the reflectivity curve for an incident plane wave, and the characteristic quantities θ_{1res} , $\Delta\lambda$ and $|\tilde{r}_{14}|_{res}^2$ and s . These are compared to the experimental values obtained after deconvolution of the experimental curve. The layer parameters $n_2, n_3', \partial n_3/\partial\lambda$ and n_3'' are then modified according to a simple Newton-type algorithm; the whole process is iterated until the experimental quantities are fitted.

We have applied this procedure to the experimental data presented in figures 8 and 9. The set of fitted structure parameters obtained is

$$\begin{aligned} n_3'(\lambda = 780 \text{ nm}) &= 2.386 \\ \frac{\partial n_3}{\partial\lambda} &= -3.39 \times 10^{-4} \\ n_3'' &= 2.46 \times 10^{-5} \\ n_2(\lambda = 780 \text{ nm}) &= 1.509. \end{aligned} \quad (39)$$

Note that the values obtained for the indices n_3' and n_2 of the layers agree with the nominal values (see figure 1) within the uncertainty range provided by the manufacturer (1%). Using these fitted parameters in equation (13), we calculate the value of the transmission factor (for an incident plane wave):

$$|t_{14}|_{\text{res}}^2 = 2360. \quad (40)$$

We now address the question of the uncertainty on this transmission factor. The fitting procedure described above uses fixed values of the structure parameters that are not fitted (i.e. d_2 , d_3 and $\partial n_2/\partial \lambda$), and of the experimental quantities (i.e. $\theta_{1\text{res}}$, λ_{res} , $\Delta\lambda$, $|r_{14}|_{\text{res}}^2$ and s). All these quantities are known with limited precision, which result in a global uncertainty on the final calculated value of $|t_{14}|_{\text{res}}^2$. Using the same fitting procedure, we numerically estimate the partial derivatives of $|t_{14}|_{\text{res}}^2$ with respect to each of these quantities. This allows us to obtain the uncertainty on $|t_{14}|_{\text{res}}^2$, knowing the uncertainties on the relevant nominal and experimental parameters. The main contributions to this final uncertainty are due to the nominal uncertainties on d_2 and d_3 (1%), and to the experimental uncertainties on the resonance width ($\simeq 0.01$ nm) and on the on-resonance reflection coefficient ($\simeq 0.01$).

We finally obtain

$$|t_{14}|_{\text{res}}^2 = 2360 \pm 150. \quad (41)$$

We can define an enhancement factor as the ratio of the squared amplitude of the electric field in the evanescent wave above the prism with and without the dielectric layers, for the same intensity and polarization of the incident laser beam [14]. This quantity is simply the ratio of the transmission factors with and without the dielectric layers. Since the transmission factor for a bare prism is 1.43 in our conditions (TE polarization, $\theta_1 \simeq 59^\circ$), the enhancement factor is equal to 1650. This can be considered as the gain in available laser power achieved with the resonant waveguide structure.

As discussed in section 2.5.4, one could more simply estimate the on-resonance transmission factor using equation (34). In this equation, the factor β can be calculated with expression (35), using the nominal values for the parameters of the layers and the measured values of λ_{res} and $\theta_{1\text{res}}$. The quantities $\Delta\lambda$ and $|r_{14}|_{\text{res}}^2$ are obtained from the deconvolution of the experimental data, using the slope s measured in figure 9. Applying this method to the measurement of figure 8, we find $|t_{14}|_{\text{res}}^2 = 2318$. We see that this phenomenological analysis of the experimental reflectivity curve is very convenient to easily obtain an estimation of the transmission factor. Unlike the detailed analysis described before, however, this approach provides no information on the values of the various parameters of the structure. Indeed one must assume their nominal values to estimate $|t_{14}|_{\text{res}}^2$.

Finally, note that the value given in (41) corresponds to the plane-wave response of the structure, and hence to the maximum transmission attainable with this system. To estimate the effective transmission factor $|\tilde{t}_{14}|_{\text{res}}^2$ obtained with an incident laser beam of finite waist size, one needs to make the convolution between the plane-wave response of the prism and the angular spectrum of the laser beam. For instance, with the same beam as used for the measurement of figure 8, we obtain $|\tilde{t}_{14}|_{\text{res}}^2 = 2250$.

3.3. Evolution of the resonance

The high finesse of our structure makes it very sensitive to small variations of its parameters (e.g. the losses or the thicknesses of the layers). We have observed, in the course of a series of experiments on the reflection of rubidium atoms on the enhanced evanescent wave [11], a pronounced evolution of the performance of the waveguide structure. This evolution was

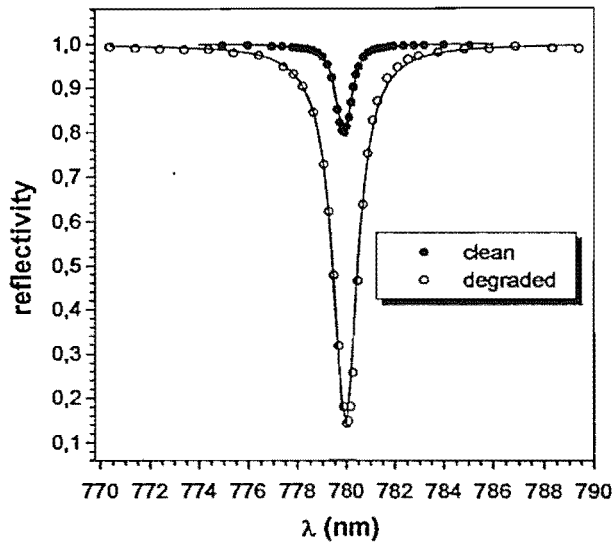


Figure 10. Illustration of the evolution of the resonance with time. The full symbols correspond to a recently cleaned prism, and the open symbols to the same structure after 2 months of experiments with Rubidium atoms.

correlated with the operation of the decelerated atomic beam and hence to the presence of Rb atoms inside the vacuum chamber above the prism. The general features of the evolution were an increase of the width of the reflectivity curve and a decrease of the on-resonance reflection coefficient. This is illustrated in figure 10, where we show two experimental resonance curves corresponding to a recently cleaned prism and a 'degraded' prism, respectively. The time between the two measurements corresponds to 2 months of experiments with the atoms. We have found that this phenomenon can be reversed by cleaning the surface of the prism. This was achieved using two different techniques: a 'mechanical' cleaning, where the prism was removed from the vacuum chamber and carefully wiped with an optical tissue and solvents, and a 'thermal' cleaning where the prism was heated between 50 and 100 °C for two days, inside the vacuum chamber, using heating lamps intended for the baking of the chamber. In both cases, the effect of the cleaning was to restore the initial reflectivity curve. These observations support the interpretation that the evolution of the resonance is due to the pollution of the waveguide surface.

It seems reasonable to represent the effect of the pollution of the waveguide by an increase of the losses, and hence of n_3'' . To check this model, we have plotted in figure 11 the on-resonance reflection coefficient $|r_{14}|_{\text{res}}^2$ as a function of the width $\Delta\lambda$, as expected from our model when only n_3'' is increased (full curve). We also plot the results of the *in situ* measurements performed on the prism, extending over a period of 9 months (filled circles). Note that, during this period, the prism was removed from the vacuum chamber and cleaned twice using the methods described above. Considering the fact that the theoretical curve includes no fitting parameters, the agreement is reasonably good. The most important difference is that the measured reflectivity never reaches zero. A possible explanation for this discrepancy may be the inability of our model to describe the losses by scattering with an imaginary part of the refractive index of the waveguide. In our model, the scattered light disappears like the absorbed light, while in the real situation part of it might be scattered back in the reflected beam and result in an offset of the reflectivity curve.

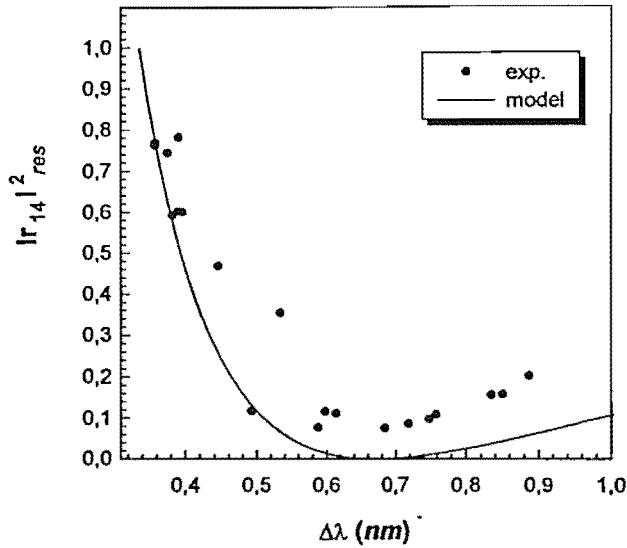


Figure 11. Measured values of $|r_{14}|_{res}^2$ versus $\Delta\lambda$ at various points during nine months of the prism's history. The measured on-resonance reflection coefficient $|r_{14}|_{res}^2$ is plotted as a function of the measured width of the resonance $\Delta\lambda$ (filled symbols). The full curve corresponds to the theoretical evolution when only n_3'' is varied.

4. Conclusion

In this paper, we have both theoretically and experimentally investigated the properties of a structure providing large enhancements of an evanescent wave. With this new structure, we have achieved a 10-fold improvement of the enhancement compared to our first prototype [14]. We obtain a value of the on-resonance transmission factor of $|t_{14}|_{res}^2 = 2360 \pm 150$, corresponding to an enhancement factor of 1650 for the evanescent wave intensity, compared to a bare prism. To understand the behaviour of such high-finesse systems, we had to take into account the losses, which led to the appearance of different regimes for the enhancement depending on the relative values of the losses and the coupling. In the regime of 'low coupling', we derived some simple approximate expressions for the quantities characteristic of the resonance, allowing for a detailed understanding of the role played by the various parameters. In the experimental part, we described our method for evaluating the enhancement factor, based on the analysis of the intensity of the reflected light. This technique of characterization has the advantage of allowing for a fairly easy *in situ* monitoring of the enhancement of the evanescent wave.

It is theoretically possible to obtain even higher enhancement values, by further increasing the gap thickness: for our clean prism, the fitted value of n_3'' (2.5×10^{-5} , see equation (39)) suggests a maximum transmission factor $|t_{14}|_{res}^2$ of about 10 000 (see figure 4). However, several factors will eventually limit the enhancement: the divergence of the incident laser beam will have to be reduced, the sensitivity of the system to mechanical vibrations and to the pollution of the surface will increase, and the material of the waveguide layer might be altered by the heating due to residual absorption.

Here, we have studied the global transmission and reflection coefficients averaged over the surface of the laser beam. One might also want to study the spatial intensity distribution.

We have, for instance, observed structures in the reflected beam, appearing around resonance. These structures, obtained with a well-collimated incident laser beam, differ in orientation and shape from the well known ‘m-line’ observed when the divergence of the beam is larger than the resonance width [20]. They might be due, for example, to small non-uniformities in the thicknesses of the layers.

Acknowledgments

This work was partly supported by DRET, THOMSON-CSF-LCR, EEC and the Ultimatech program of the CNRS. We also thank the company SAGEM for providing us with the IAD coatings.

Appendix. Transmission and reflection coefficients in the Lorentzian approximation

This appendix is devoted to the detailed derivation of $|t_{14}|^2(\lambda)$ and $|r_{14}|^2(\lambda)$ in the regime of ‘low coupling’, where $\exp(-2\kappa_2 d_2) \ll 1$, and for small losses, $n_3'' \ll 1$. As a consequence, we will expand the expressions at the lowest order in n_3'' and $\exp(-2\kappa_2 d_2)$.

Taking into account the losses in the waveguide has two consequences. Firstly, the z component of the wave vector in the waveguide, k_{z3} , is now a complex quantity, given by (see equation (3))

$$(k_{z3})^2 = \left(n_3 \frac{\omega}{c}\right)^2 - (k_x)^2 \quad (\text{A1})$$

where $k_x = n_1 \frac{\omega}{c} \sin \theta_1$ is real, as discussed in section 2.2, and n_3 is given in (21). The real part of k_{z3} describes the phase evolution when the plane wave propagates inside the waveguide, while the imaginary part is responsible for the attenuation during the propagation. Expanding the real and imaginary parts of k_{z3} in n_3'' and retaining only the lowest-order term, one obtains

$$\text{Re}[k_{z3}] \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{n_3'^2 - (n_1 \sin \theta_1)^2} \quad (\text{A2})$$

and

$$\text{Im}[k_{z3}] \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{n_3''^2}{n_3'^2 - (n_1 \sin \theta_1)^2}} n_3'' \quad (\text{A3})$$

We also introduce the notation

$$\alpha = \frac{2 \text{Im}[k_{z3}] d_3}{n_3''} \quad (\text{A4})$$

With our parameters, the term α is of the order of 1. Equation (A2) shows that by neglecting the terms in $n_3''^2$, we have neglected the contribution of the losses to the phase shift during the propagation. On the other hand, we find that the attenuation of the wave during the propagation in the waveguide is proportional to n_3'' .

The second effect of n_3'' is to modify the modulus and phase of the Fresnel coefficients for the reflection at the waveguide–gap and waveguide–vacuum interfaces [16]. Expanding the expressions of the Fresnel coefficients r_{3j} in n_3'' , one finds that the modulus $|r_{3j}|$ is modified by a first-order term in n_3'' , while the modification of the phase $2\Phi_{3j}$ is only a second-order term in n_3'' . Therefore, we see as before that, at the lowest-order in n_3'' , we

take into account only the attenuation of the wave at reflection due to the losses, and not the phase modification. The calculation yields for the modulus of the Fresnel coefficients:

$$|r_{3j}| \approx 1 - \alpha_j n_3'' \approx \exp(-\alpha_j n_3'') \quad (\text{A5})$$

where

$$\alpha_j = \frac{2\sqrt{(n_1 \sin \theta_1)^2 - n_j^2}}{(\frac{c}{\omega} \text{Re}[k_{z3}])^2 + (n_1 \sin \theta_1)^2 - n_j^2}. \quad (\text{A6})$$

The factors α_j are typically of the order of 1 in our case. Thus, we now can write the term $r_{34}r_{32} \exp(2ik_{z3}d_3)$, which describes the modification of the plane wave amplitude after one round trip inside the waveguide, as

$$r_{34}r_{32} \exp(2ik_{z3}d_3) \approx \exp(-an_3'') \exp(i\Psi) \quad (\text{A7})$$

where

$$a = \alpha + \alpha_2 + \alpha_4. \quad (\text{A8})$$

Calculation of $|t_{14}|^2$.

We start from expression (13):

$$|t_{14}|^2 = \frac{|t_{12}t_{23}t_{34} \exp(ik_{z3}d_3)|^2 \exp(-2\kappa_2d_2)}{|F + G \exp(-2\kappa_2d_2)|^2} = \frac{N}{D} \quad (\text{A9})$$

with

$$\begin{aligned} F &= 1 - r_{34}r_{32} \exp(2ik_{z3}d_3) \\ G &= r_{12}r_{23} - r_{34}r_{21} \exp(2ik_{z3}d_3). \end{aligned}$$

We can also write G in the form

$$\begin{aligned} G &= r_{12}r_{23} - \frac{r_{21}}{r_{32}} r_{34}r_{32} \exp(2ik_{z3}d_3) \\ &= r_{12}r_{23} - \frac{r_{21}}{r_{32}} (1 - F). \end{aligned}$$

Thus, using the equality $r_{ji} = -r_{ij}$, we write for the denominator D of expression (A9):

$$D = \left| \left(1 - \frac{r_{12}}{r_{32}} \exp(-2\kappa_2d_2) \right) F + r_{12} \left(\frac{1}{r_{32}} - r_{32} \right) \exp(-2\kappa_2d_2) \right|^2. \quad (\text{A10})$$

Using the result of equation (A7), we write F in the form

$$F \approx 1 - \exp(-an_3'') \exp(i\Psi). \quad (\text{A11})$$

Since our aim is to obtain approximated expressions around resonance, we expand the phase shift per round trip Ψ around the resonance wavelength λ_{res}^0 of the 'uncoupled waveguide', at the lowest order:

$$\Psi(\lambda) \approx \chi (\lambda - \lambda_{\text{res}}^0) \ll 1 \quad (\text{A12})$$

where we have introduced the notation $\chi = \frac{\partial \Psi}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda_{\text{res}}^0}$ and used the definition of the resonance wavelength $\Psi(\lambda_{\text{res}}^0) = 0$. In the following we will neglect the cross-products of the form $\Psi n_3''$ and $\Psi \exp(-2\kappa_2d_2)$. Equation (A11) then becomes

$$F \approx an_3'' - i\Psi.$$

If we now turn back to expression (A10), we see that the first term of the sum simply becomes

$$\left(1 - \frac{r_{12}}{r_{32}} \exp(-2\kappa_2 d_2)\right) F \approx an_3'' - i\Psi$$

and the second term is

$$r_{12} \left(\frac{1}{r_{32}} - r_{32}\right) \exp(-2\kappa_2 d_2) \approx 2ir_{12} \sin 2\Phi_{32} \exp(-2\kappa_2 d_2).$$

Then, separating the real and imaginary parts, we finally obtain for the denominator D :

$$|D|^2 \approx \chi^2 \left[\lambda - \left(\lambda_{\text{res}}^0 + \frac{2 \exp(-2\kappa_2 d_2) \sin 2\Phi_{32} \cos 2\Phi_{12}}{\chi} \right) \right]^2 + \left(\frac{an_3'' + 2 \exp(-2\kappa_2 d_2) \sin 2\Phi_{12} \sin 2\Phi_{32}}{\chi} \right)^2. \quad (\text{A13})$$

We now turn to the derivation of the numerator N of t_{14} , as given by expression (A9):

$$N = |t_{12}t_{23}t_{34} \exp(ik_{23}d_3)|^2 \exp(-2\kappa_2 d_2). \quad (\text{A14})$$

We use the relationship between the amplitude Fresnel coefficients for transmission and reflection, that is, the continuity of the electric field at the interface:

$$t_{ij} = 1 + r_{ij}. \quad (\text{A15})$$

Therefore, using the notation introduced in equation (9), one has

$$|t_{ij}|^2 = (1 + |r_{ij}| \cos 2\Phi_{ij})^2 + |r_{ij}|^2 \sin^2 2\Phi_{ij}. \quad (\text{A16})$$

According to (A5), the terms $|r_{32}|$ and $|r_{34}|$ both include a term proportional to n_3'' . However, since the quantity $\exp(-2\kappa_2 d_2)$ is a factor in the expression of N , we can neglect the cross-products in $n_3'' \exp(-2\kappa_2 d_2)$. Similarly, we neglect in $|\exp(ik_{23}d_3)|^2$ the terms in n_3'' and we obtain

$$N \approx 8(1 + \cos 2\Phi_{21})(1 - \cos 2\Phi_{32})(1 + \cos 2\Phi_{34}) \exp(-2\kappa_2 d_2) = 64 \cos^2 \Phi_{12} \sin^2 \Phi_{32} \cos^2 \Phi_{34} \exp(-2\kappa_2 d_2). \quad (\text{A17})$$

We have obtained an expression for $|t_{14}|^2(\lambda)$; in expressions (A13) and (A17), the main term describing the wavelength dependence of $|t_{14}|^2$ is the term λ in D . All the other terms contribute little to the wavelength dependence of $|t_{14}|^2$ and can therefore be taken as constants, and replaced in (A13) and (A17) by their values in $\lambda = \lambda_{\text{res}}^0$. Then, $|t_{14}|^2(\lambda)$ is maximum when $|D|^2(\lambda)$ is minimum, which corresponds to:

$$\lambda = \lambda_{\text{res}}^0 + \frac{2 \exp(-2\kappa_2 d_2) \sin 2\Phi_{32} \cos 2\Phi_{12}}{\chi} = \lambda_{\text{res}}. \quad (\text{A18})$$

Thus, we finally obtain for the transmission factor $|t_{14}|^2(\lambda)$ a Lorentzian expression around resonance:

$$|t_{14}|^2(\lambda) \approx |t_{14}|_{\text{res}}^2 \frac{\Delta\lambda^2}{(\lambda - \lambda_{\text{res}})^2 + \Delta\lambda^2} \quad (\text{A19})$$

of width

$$\Delta\lambda = \frac{an_3'' + 2 \exp(-2\kappa_2 d_2) \sin 2\Phi_{12} \sin 2\Phi_{32}}{|\chi|} \quad (\text{A20})$$

and on-resonance (i.e. maximum) value:

$$|r_{14}|_{\text{res}}^2 = \frac{64 \exp(-2\kappa_2 d_2) \cos^2 \Phi_{12} \sin^2 \Phi_{32} \cos^2 \Phi_{34}}{(an_3'' + 2 \exp(-2\kappa_2 d_2) \sin 2\Phi_{12} \sin 2\Phi_{32})^2}. \quad (\text{A21})$$

Calculation of $|r_{14}|^2$.

The reflection coefficient given in (16) can be expressed under the form:

$$r_{14} = \frac{r_{12}P + Q}{P + r_{12}Q} \quad (\text{A22})$$

with

$$\begin{aligned} P &= r_{32} + r_{23}r_{32}r_{34} \exp(2ik_{z3}d_3) \\ Q &= (r_{23}r_{32} + r_{32}r_{34} \exp(2ik_{z3}d_3)) \exp(-2\kappa_2 d_2). \end{aligned} \quad (\text{A23})$$

Let us write out the terms P and Q . Expanding their expressions in n_3'' , $\exp(-2\kappa_2 d_2)$, and Ψ , and retaining only the lowest-order terms, we find

$$P \approx r_{32} + r_{23}(1 - an_3'' + i\Psi) = r_{32}(an_3'' - i\Psi) \quad (\text{A24})$$

and

$$Q \approx r_{32} \left[r_{23} + \frac{1}{r_{32}} (1 - an_3'' + i\Psi) \right] \exp(-2\kappa_2 d_2). \quad (\text{A25})$$

Because of the term $\exp(-2\kappa_2 d_2)$ in expression (A25), we can neglect the terms in n_3'' and Ψ inside the brackets:

$$Q \approx r_{32} \left[-r_{32} + \frac{1}{r_{32}} \right] \exp(-2\kappa_2 d_2) \approx 2ir_{32} \sin 2\Phi_{32} \exp(-2\kappa_2 d_2). \quad (\text{A26})$$

Replacing P and Q in (A22), we obtain

$$r_{14} \approx r_{12} \frac{an_3'' - i\Psi + \frac{2i}{r_{12}} \sin 2\Phi_{32} \exp(-2\kappa_2 d_2)}{an_3'' - i\Psi + 2ir_{12} \sin 2\Phi_{32} \exp(-2\kappa_2 d_2)}. \quad (\text{A27})$$

Because of the total reflection at the interface prism-gap, we have $1/r_{12} = \exp(2i\Phi_{12})$, and hence

$$r_{14} \approx r_{12} \frac{an_3'' - 2 \sin 2\Phi_{12} \sin 2\Phi_{32} \exp(-2\kappa_2 d_2) + i(2 \cos 2\Phi_{12} \sin 2\Phi_{32} \exp(-2\kappa_2 d_2) - \Psi)}{an_3'' + 2 \sin 2\Phi_{12} \sin 2\Phi_{32} \exp(-2\kappa_2 d_2) + i(2 \cos 2\Phi_{12} \sin 2\Phi_{32} \exp(-2\kappa_2 d_2) - \Psi)}. \quad (\text{A28})$$

Taking the squared modulus of this expression, we finally obtain:

$$|r_{14}|^2 \approx 1 - (1 - |r_{14}|_{\text{res}}^2) \frac{\Delta\lambda^2}{(\lambda - \lambda_{\text{res}})^2 + \Delta\lambda^2} \quad (\text{A29})$$

with

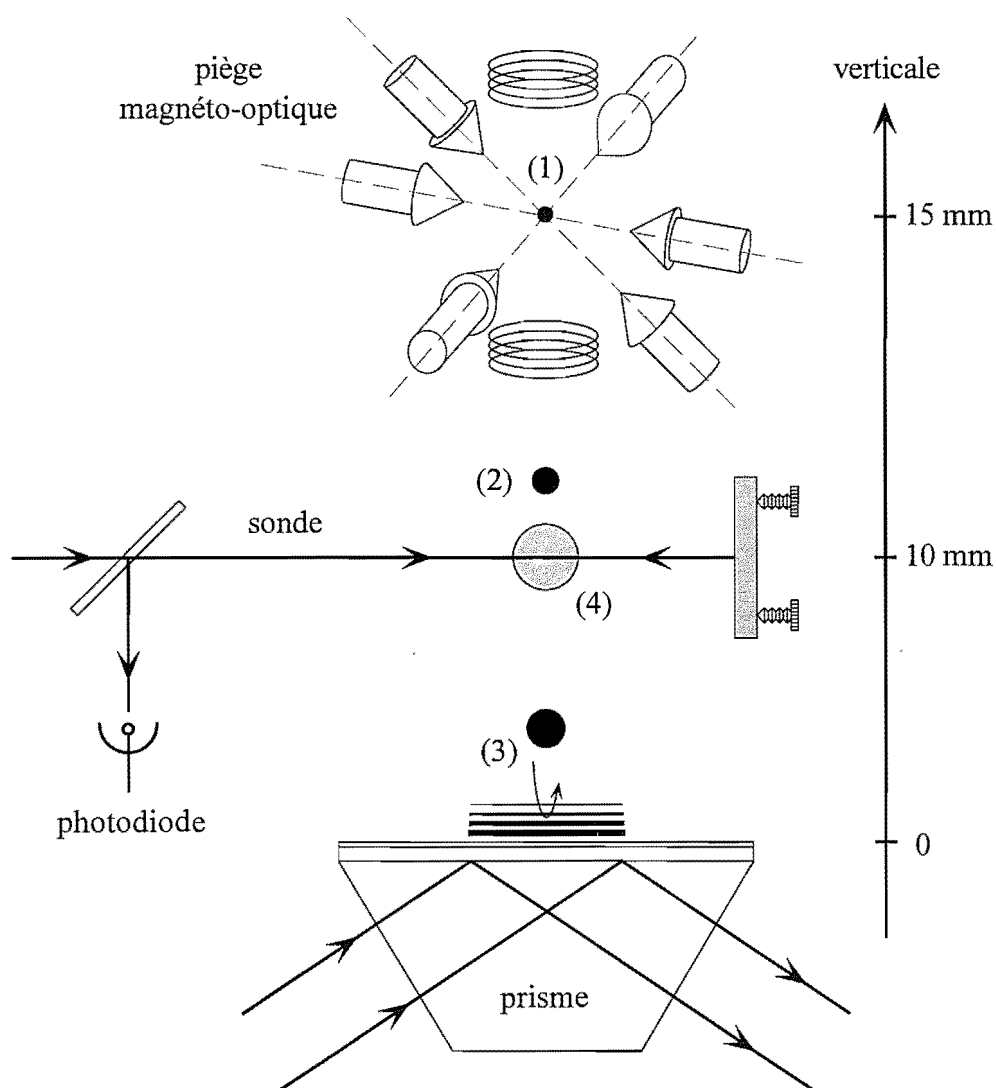
$$|r_{14}|_{\text{res}}^2 = \frac{(an_3'' - 2 \sin 2\Phi_{12} \sin 2\Phi_{32} \exp(-2\kappa_2 d_2))^2}{(an_3'' + 2 \sin 2\Phi_{12} \sin 2\Phi_{32} \exp(-2\kappa_2 d_2))^2}. \quad (\text{A30})$$

References

- [1] Cook R J and Hill R K 1982 *Opt. Commun.* **43** 258
- [2] Balykin V I, Letokhov V S, Ovchinnikov Yu B and Sidorov A I 1987 *JETP Lett.* **45** 353; 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 2137
- [3] Hajnal J, Baldwin K, Fisk P, Bachor H and Opat G 1989 *Opt. Commun.* **73** 331
- [4] Kasevich M, Weiss D and Chu S 1990 *Opt. Commun.* **15** 607
- [5] Helmerson K, Rolston S L, Goldner L and Phillips W D 1992 *Optics and Interferometry with Atoms* (Book of Abstracts) WE-Heraeus-Seminar Konstanz, unpublished.
- [6] Aminoff C, Steane A, Bouyer P, Desbiolles P, Dalibard J and Cohen-Tannoudji C *Phys. Rev. Lett.* **71** 3083 (1993).
- [7] Esslinger T, Weidemüller M, Hemmerich A and Hänsch T W 1993 *Opt. Lett.* **18** 450
- [8] Feron S *et al* 1993 *Opt. Commun.* **102** 83
- [9] Seifert W, Adams C, Balykin V, Heine C, Ovchinnikov Y and Mlynek J 1994 *Phys. Rev. A* **49** 3814
- [10] Seifert W, Kaiser R, Aspect A and Mlynek J 1994 *Opt. Commun.* **111** 566
- [11] Aspect A, Henkel C, Labeyrie G and Landragin A 1995 *Proc. Int. School of Physics Enrico Fermi Course CXXXI* (to be published)
- [12] Kaiser R, Labeyrie G, Landragin A, Vansteenkiste N, Westbrook C I, Von Zanthier J and Aspect A 1995 *Proc. Int. Conference on Laser Physics (Laser Physics to appear)*
- [13] Nesnidal R and Walker T 1996 *Appl. Opt.* submitted
- [14] Kaiser R, Lévy Y, Vansteenkiste N, Aspect A, Seifert W, Leipold D and Mlynek J 1994 *Opt. Commun.* **104** 234
- [15] This method of analysis is an extension of that followed in Ulrich R 1970 *J. Opt. Soc. Am.* **60** 1337, where we add the effect of the losses.
- [16] Born M and Wolf E 1959 *Principles of Optics* (Oxford: Pergamon)
- [17] Direct probing of the amplitude of the evanescent wave have been performed using the tip of an optical fiber. See for instance: Bielfeldt H, Hecht B, Herminghaus S, Mlynek J and Marti O 1993 *Near Field Optics* **281**
- [18] Knight J C, Dubreuil N, Sandoghar V, Hare J, Lefèvre-Seguin V, Raimond J M and Haroche S 1995 *Opt. Lett.* **20** 1515
- [19] Lévy Y 1972 *Nouv. Rev. d'Optique Appliquée* **3** 25
- [20] For the principle of the shear-plate interferometer, see for instance: Murty M V R K 1964 *Appl. Opt.* **3** 531
- [21] Tien P K and Ulrich R 1970 *J. Opt. Soc. Am.* **60** 1325

Chapitre VII

Réflexion d'atomes froids sur l'onde exaltée



Chapitre VII

Réflexion d'atomes froids sur l'onde exaltée

Ce chapitre est consacré à la description d'une expérience préliminaire de réflexion d'atomes froids par l'onde évanescente exaltée produite par le système de couches diélectriques présenté dans le chapitre précédent. Le but de cette expérience est de confirmer, en étudiant le seuil de réflectivité du miroir à atomes, le phénomène d'exaltation de l'onde évanescente. On souhaite en particulier comparer la valeur du coefficient d'exaltation, mesurée directement avec les atomes, à celle obtenue indirectement par la méthode de caractérisation optique décrite dans le chapitre [VI].

Nous commençons par décrire le schéma expérimental qui nous a permis de réaliser cette étude. Nous nous concentrons sur le principe de l'expérience, en donnant volontairement une description succincte du montage. Le lecteur pourra trouver une description beaucoup plus détaillée de toutes les parties de l'expérience dans la thèse d'Arnaud Landragin [88]. Dans la partie qui suit, on s'intéresse à la nature de l'information qui est fournie par la mesure du seuil de réflexion, en introduisant le concept de "miroir effectif". Enfin, nous présentons le résultat obtenu ; nous en tirons une valeur du coefficient d'exaltation qui est comparée à celle obtenue dans le chapitre [VI].

VII. 1 Schéma expérimental

Le principe de l'expérience est schématisé sur la figure (VII-1).

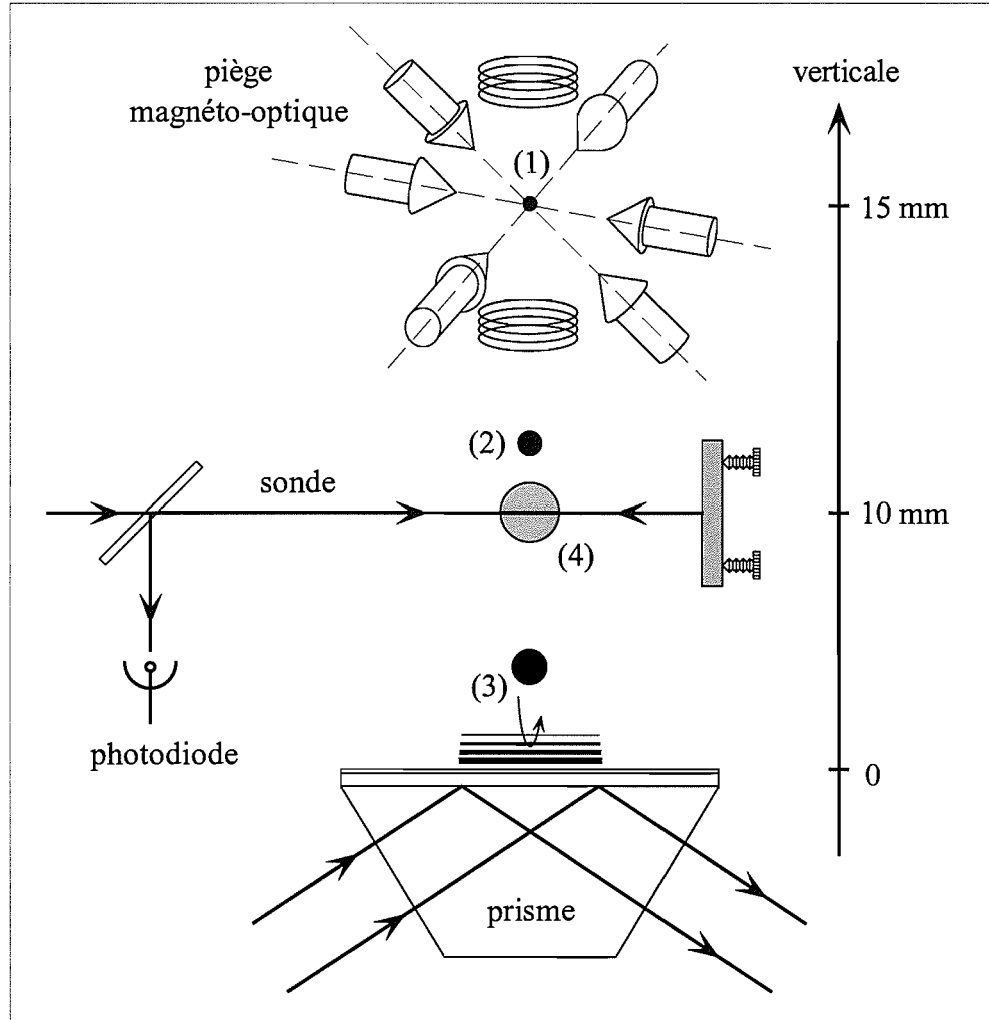


Figure VII-1 : **Principe de l'expérience de réflexion d'atomes.** Des atomes de rubidium (^{85}Rb) sont stockés (1) dans un piège magnéto-optique, situé à 15 mm au dessus du miroir à onde évanescente. Lorsque l'on coupe le piège, les atomes tombent en chute libre (2). Lorsqu'il approche la surface du prisme (3), le nuage atomique est réfléchi par le potentiel dipolaire de l'onde évanescente exaltée. Les atomes réfléchis (4) sont détectés lorsqu'ils traversent une sonde dont on mesure l'absorption.

La source atomique est ici constituée par des atomes de rubidium (^{85}Rb) qui ont été préalablement stockés dans un piège magnéto-optique (PMO). Celui-ci est chargé à partir d'un jet effusif produit par un four, qui est ensuite ralenti par la méthode du décalage de fréquence ("chirping"). On capture ainsi environ 10^8 atomes, dans un volume de 0.5 mm^3 , avec une vitesse résiduelle rms d'environ $6 v_{rec}$ soit $\sim 4 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ ($v_{rec} = 6 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ pour le rubidium). Ces vitesses résiduelles étant très faibles, les atomes tombent en chute libre lorsque l'on coupe le PMO ; le nuage atomique arrive donc en incidence normale sur le miroir à onde évanescente, situé 15 mm en-dessous du piège.

Le miroir à atomes est constitué par le système qui a été décrit dans le chapitre précédent. L'onde évanescence est excitée dans le prisme par un faisceau laser issu du laser Ti: Sa, de puissance $2 W$ et de col $w = 2,3 mm$. L'angle d'incidence du faisceau laser dans le prisme vaut $\theta_1 = 59,6^\circ$. L'inverse de la longueur de décroissance de l'onde évanescence vaut donc : $\kappa = 1,29 k$.

La détection des atomes s'effectue grâce à un faisceau laser sonde rétro-réfléchi, dont on détecte l'absorption lorsqu'il est traversé par le nuage atomique. Ce faisceau sonde, de largeur $10 mm$ et d'épaisseur $1 mm$, est situé à $10 mm$ au-dessus du prisme. Tout comme dans la technique de détection décrite dans la première partie de ce mémoire (voir sous-chapitre [III. 3]), on utilise un schéma de détection synchrone basé sur une petite modulation de la fréquence de la sonde ($\nu_m = 100 kHz$), qui est ici appliquée grâce à un modulateur acousto-optique. Le délai entre la coupure du piège et l'instant de branchement de la sonde peut être ajusté, de manière à sélectionner les atomes lors de la chute (atomes incidents) ou de la remontée (atomes réfléchis). En comparant les amplitudes des signaux à la remontée et à la chute, on a une mesure relative du nombre d'atomes réfléchis par le miroir. La figure (VII-2) donne un exemple de signal obtenu, lorsque l'on maintient la sonde branchée en permanence.

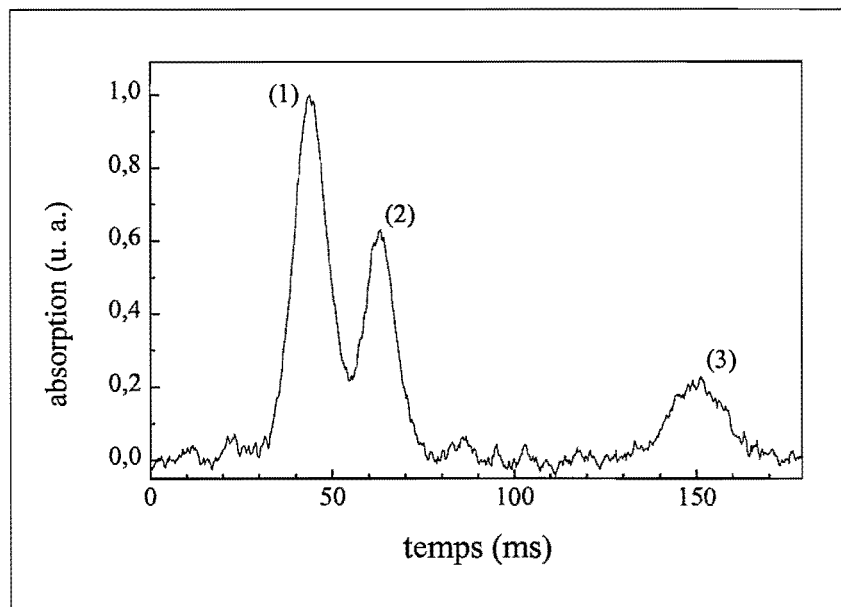


Figure VII-2 : **Observation de la réflexion des atomes.** On détecte l'absorption de la sonde au cours du temps, en prenant comme origine l'instant de coupure du piège magnéto-optique. On observe trois pics d'absorption, correspondant à trois passages successifs du nuage d'atomes froids à travers la sonde : (1) la chute, (2) la réflexion (les atomes remontent) et (3) la "rechute" (les atomes retombent sous l'effet de la gravité).

On a tracé le signal issu de la détection synchrone en fonction du temps écoulé à partir de la coupure du piège. On observe trois pics qui correspondent à trois passages successifs du nuage atomique à travers la sonde : le pic (1) correspond à la chute (atomes incidents), le pic (2) aux atomes réfléchis, et le pic (3) aux atomes qui retombent de nouveau. La diminution du signal du pic (3) est due au fait que le nuage s'étale transversalement (i.e. dans le plan parallèle à la surface du prisme) au cours du temps, et devient plus large que la sonde. Pour cette même raison, nous ne pouvons pas observer plusieurs rebonds successifs.

VII. 2 Principe de l'expérience : mesure du seuil de réflexion

Ainsi qu'on l'a vu dans le chapitre [V], les atomes incidents sur le miroir sont réfléchis si leur énergie cinétique est inférieure à la hauteur maximale de la barrière de potentiel. Par conséquent, si l'on mesure la proportion d'atomes réfléchis tout en abaissant progressivement la hauteur de la barrière (l'énergie cinétique incidente des atomes étant fixée), on s'attend à observer un seuil en-deçà duquel plus aucun atome n'est réfléchi. Lorsque l'on est au seuil, on connaît la hauteur de la barrière de potentiel, et donc l'intensité lumineuse dans l'onde évanescente. On peut donc déduire de ce type d'expérience une valeur pour l'amplification dans la structure diélectrique. Dans la situation idéalisée que nous venons de décrire, l'intensité laser est uniforme et la hauteur de la barrière de potentiel est invariante par translation dans le plan du miroir (plan xOy) : la transition correspondant au passage du seuil de réflexion est alors abrupte. Dans la pratique, le profil de l'intensité lumineuse dans l'onde évanescente est à peu près Gaussien²⁰, et caractérisé par les quantités w_x et w_y (demi-largeurs à $1/e^2$). Par conséquent, la hauteur de la barrière de potentiel ressentie par un atome incident sur le prisme dépend de la position dans le plan xOy , comme cela est représenté sur la figure (VII-3).

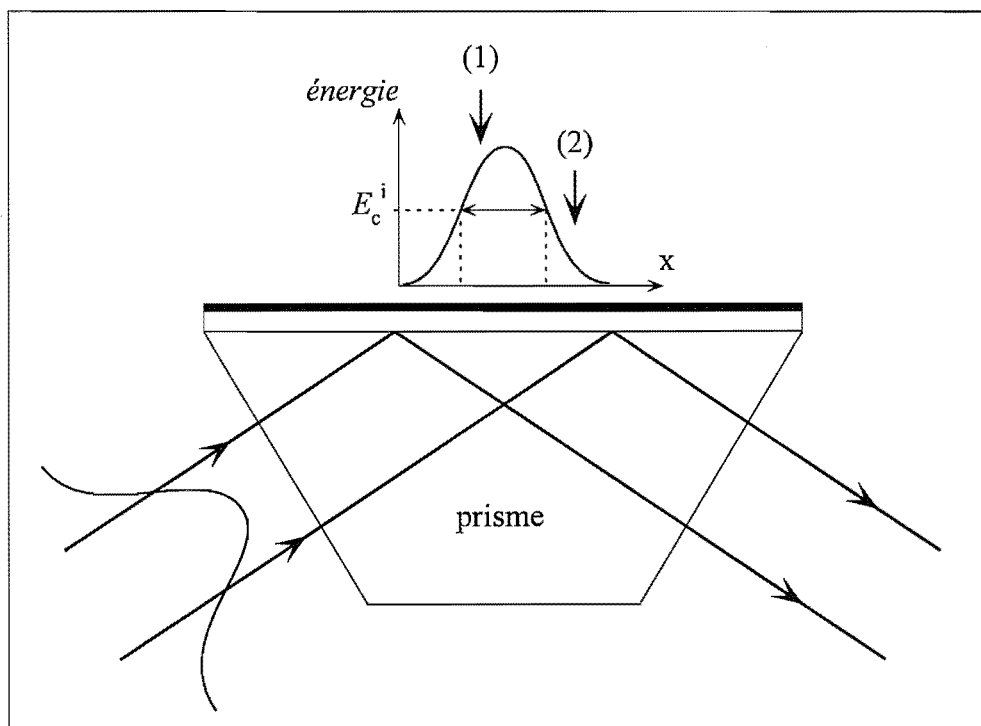


Figure VII-3 : **Miroir effectif.** On a représenté le profil Gaussien d'intensité dans l'onde évanescente. Pour une valeur donnée du déplacement lumineux au centre de la tache laser, la condition de réflexion n'est satisfaite que dans une certaine zone du miroir, qui correspond donc un "miroir effectif" : seuls les atomes tombant à l'intérieur de cette zone sont réfléchis (1), tandis que les autres sont perdus (2).

Ainsi, l'atome (1) est incident en un point du miroir où la hauteur de la barrière est supérieure à son énergie cinétique E_c^i et est donc réfléchi, tandis que l'atome (2) tombe en dehors de ce

²⁰ En réalité, la présence du guide d'onde modifie le profil d'intensité, qui n'est plus strictement Gaussien [82]. Nous négligeons cet effet dans l'interprétation des résultats de cette expérience.

”miroir effectif” et n’est pas réfléchi. La forme du miroir effectif est elliptique, et sa surface S vaut [18] :

$$S = \frac{\pi}{2} w_x w_y \ln \left(\frac{\Lambda_0}{\Lambda_s} \right) \quad (\text{VII.1})$$

où Λ_0 désigne le déplacement lumineux au niveau de la surface et au centre du profil transverse Gaussien de l’onde évanescente, et Λ_s le déplacement lumineux ”seuil” pour lequel la hauteur de la barrière est égale à l’énergie cinétique incidente : $\hbar\Lambda_s = E_c^i$. Si la distribution transverse du nuage atomique au niveau du prisme peut être considérée comme uniforme sur la surface S , alors le nombre d’atomes réfléchis est simplement proportionnel à S . On voit donc que l’on s’attend à observer une variation *logarithmique* du nombre d’atomes réfléchis en fonction de Λ_0 .

VII. 3 Résultat expérimental

L’expérience de mesure du seuil de réflexion a été réalisée comme suit. On utilise pour exciter l’onde évanescente dans le prisme un faisceau Gaussien de col $w = 2,3 \text{ mm}$ et de puissance $P_i = 2 \text{ W}$; on a donc une intensité lumineuse $I_i = 24 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ au centre du faisceau laser incident (avant entrée dans le prisme). La polarisation du laser est TE (s), de manière à exciter le mode résonnant du guide d’onde. Tous les autres paramètres sont ceux donnés dans le chapitre [VI]. Pour diminuer la hauteur de la barrière de potentiel, nous avons progressivement augmenté le désaccord de l’onde lumineuse, jusqu’à une valeur maximale de 140 GHz . La dépendance observée pour le nombre d’atomes réfléchis est reportée sur la figure (VII-4).

On a tracé le nombre d’atomes réfléchis en fonction du logarithme du déplacement lumineux maximal Λ_0 (i.e. au centre du profil Gaussien d’intensité) normalisé à Γ . Le déplacement lumineux est obtenu à partir de l’expression (V.3), connaissant le désaccord et l’intensité maximale dans l’onde évanescente I_{ev} ; cette dernière est reliée à l’intensité incidente I_i et au coefficient de transmission du système multicouches $|t_{14}|^2$ par :

$$I_{ev} = I_i |t_{01}|^2 |t_{14}|^2 \quad (\text{VII.2})$$

Dans cette expression, $|t_{01}|^2 \simeq 0,48$ représente le facteur de Fresnel en transmission pour la face d’entrée du prisme. On voit donc que la position du seuil ”expérimental” sur la figure (VII-4) (i.e. le point de l’axe des abscisses où le nombre d’atomes réfléchis s’annule) dépend de la valeur de $|t_{14}|^2$, qui est la quantité que l’on cherche à mesurer.

On a figuré par des flèches les positions des seuils attendus en l’absence (U_{dip}) et en présence ($U_{dip} + U_{VDW}$) de l’interaction de van der Waals. Dans le premier cas, la position du seuil est uniquement déterminée par l’énergie cinétique incidente des atomes ($E_c^i = 5,3 \hbar\Gamma$). Dans le second, il faut calculer le potentiel de van der Waals. En présence des couches minces diélectriques sur le prisme, celui-ci n’est plus donné par l’expression (V.5). Il faut prendre en compte l’interaction entre le dipôle atomique et ses images dans toutes les interfaces [90]. Cependant, on peut montrer que l’influence de la couche ”gap” (voir chapitre [VI]) est dominante, son épaisseur étant bien supérieure (d’un facteur 10 environ) à celle du ”guide”. On peut alors utiliser l’expression (V.5), en remplaçant le terme $(\epsilon_1 - 1) / (\epsilon_1 + 1)$ par un terme plus complexe, d’une valeur de 0,7 avec nos paramètres. Ce résultat est obtenu dans l’approximation électrostatique ; les éventuels effets de retard dus aux épaisseurs des couches sont donc négligés.

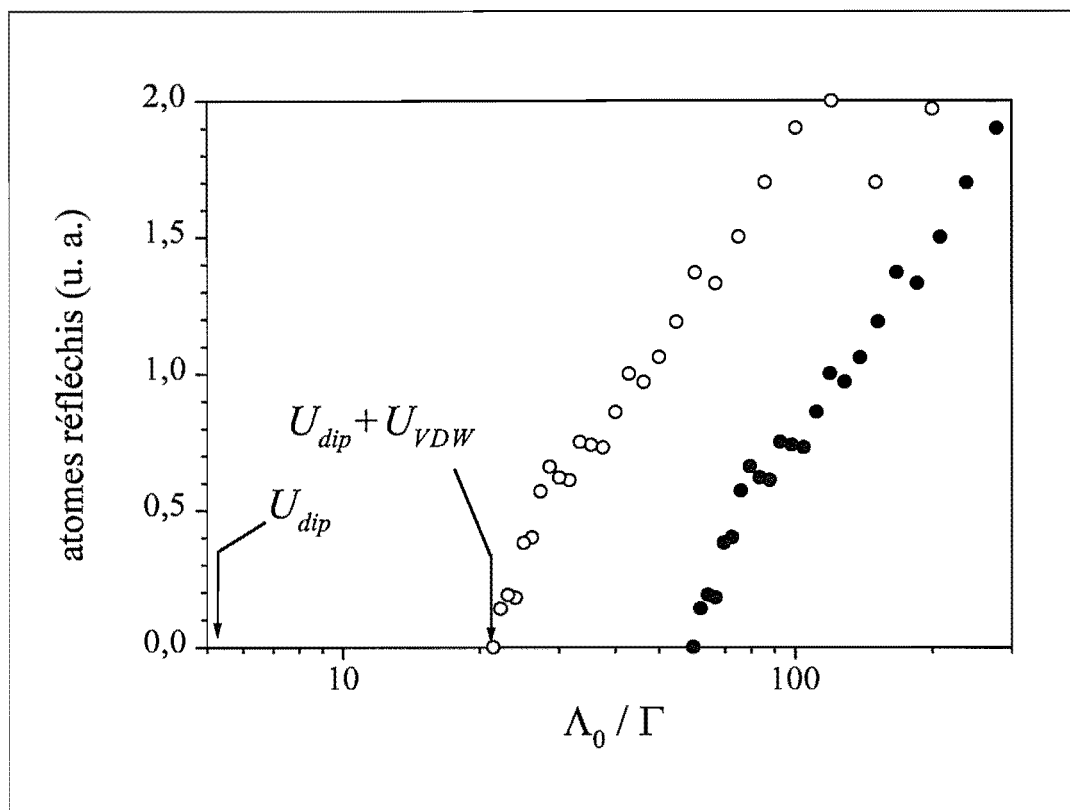


Figure VII-4 : *Mesure du seuil de réflexion.* On a mesuré le nombre d'atomes réfléchis tout en augmentant le désaccord du laser, pour une intensité lumineuse incidente fixe $I_i = 24 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ au centre du faisceau laser. On a reporté le nombre d'atomes réfléchis, en fonction du déplacement lumineux maximal (i.e. au centre du profil d'intensité dans l'onde évanescente) normalisé par Γ . Noter l'échelle logarithmique en abscisse. Les flèches repèrent les positions théoriques du seuil, pour le potentiel dipolaire seul (U_{dip} , $\Lambda_0 = 5,3 \Gamma$) et le potentiel total ($U_{dip} + U_{VDW}$, $\Lambda_0 = 21 \Gamma$). Les cercles pleins sont obtenus en prenant $|t_{14}|^2 = 2360$ (voir chapitre [VI]). Pour obtenir les cercles ouverts, on a ajusté le facteur $|t_{14}|^2$ de manière à faire coïncider les points expérimentaux avec le seuil théorique. On trouve alors $|t_{14}|^2 \simeq 850$. Le seuil est observé pour un désaccord $\delta_L = 140 \text{ GHz}$; la probabilité d'émission spontanée par rebond vaut alors $P_{es} \simeq 0,4 \%$.

On peut alors calculer la valeur "seuil" Λ_T du déplacement lumineux, pour laquelle la hauteur de la barrière de potentiel totale est égale à l'énergie cinétique incidente des atomes ($5,3 \hbar\Gamma$). On trouve :

$$\Lambda_T = 21 \Gamma \quad (\text{VII.3})$$

On voit donc que, dans notre cas de figure, l'interaction de van der Waals a pour effet de diminuer la hauteur de la barrière de potentiel par un facteur $21/5,3 \simeq 4$.

Si l'on prend pour coefficient de transmission la valeur $|t_{14}|^2 = 2360$ obtenue dans le chapitre [VI], on obtient les cercles pleins représentés sur la figure (VII-4) ; dans cette hypothèse, le seuil serait obtenu pour un déplacement lumineux ($\sim 60 \Gamma$) environ 2,8 fois supérieure au seuil théorique Λ_T . Ceci signifie que le déplacement lumineux ressenti par les atomes est en fait

2,8 fois plus faible que la valeur calculée. On en tire donc une valeur du coefficient d'exaltation $|t_{14}|^2 \simeq 850$, pour laquelle le seuil mesuré coïncide avec le seuil théorique (cercles ouverts sur la figure (VII-4)).

Il est important de souligner qu'il faut rester prudent dans l'interprétation du résultat qui vient d'être obtenu. En effet, la détermination du seuil de réflexion requiert un contrôle précis des paramètres [18], ce qui n'est pas le cas dans cette expérience de démonstration; l'utilisation du guide d'onde résonnant rend les contraintes expérimentales encore plus sévères (voir chapitre [VI]). La comparaison quantitative des coefficients d'exaltation obtenus par ces deux méthodes nécessite donc une expérimentation plus poussée.

On peut citer un certain nombre de précautions à prendre pour réaliser cette expérience dans de bonnes conditions. Il faudrait tout d'abord contrôler de façon plus précise l'exaltation de l'onde évanescente lors de l'expérience. Ceci implique d'une part d'être sûr que la résonance du guide est excitée de façon optimale, et d'autre part de vérifier l'état de propreté de la surface du prisme, dont on a vu l'influence sur l'exaltation (voir chapitre [VI]). On peut s'assurer que le couplage du faisceau laser dans le guide d'onde reste optimal tout au long de l'expérience, en analysant l'intensité lumineuse réfléchie par le prisme (voir chapitre [VI]).

Il faudrait également tenir compte, lors de l'analyse des résultats, de la répartition éventuellement non-gaussienne de l'intensité lumineuse dans le guide (et donc dans l'onde évanescente) [82]. D'une façon plus générale, il est important d'avoir un meilleur contrôle de la taille du miroir effectif dans l'expérience. Lorsque l'on se trouve bien au-dessus du seuil, la taille du miroir effectif n'est plus négligeable devant celle du nuage atomique incident; ce phénomène est peut-être à l'origine de la "rupture de pente" que l'on observe sur la figure (VII-4).

Enfin, l'interprétation de l'expérience repose sur la bonne connaissance du potentiel de van der Waals. D'un point de vue théorique, il serait en particulier nécessaire d'estimer l'importance des effets de retard en présence du système multi-couches. D'un point de vue pratique, on peut envisager de mesurer directement le potentiel de van der Waals [18] en présence des couches; il faut pour cela utiliser un angle d'incidence du laser dans le prisme légèrement différent, de façon à se placer hors de la résonance du guide d'onde: la valeur de l'intensité dans l'onde évanescente est alors bien contrôlée, et on peut déduire d'une mesure de seuil de réflexion la valeur du potentiel de van der Waals.

Cette expérience nous a cependant permis de démontrer de manière directe un effet important d'exaltation de l'onde évanescente par le guide d'onde. Grâce à ce système, nous avons été à même de réfléchir les atomes pour un désaccord de 140 GHz . Dans ces conditions, la probabilité d'émission spontanée par rebond est de $0,4\%$, et joue donc un rôle négligeable dans la réflexion.

Conclusion

Les résultats de cette étude

La motivation du travail présenté dans cette partie du mémoire est la réalisation d'un miroir à onde évanescente permettant de réfléchir de manière cohérente une onde de de Broglie incidente. Pour y parvenir, on doit rendre négligeable l'émission spontanée pendant le rebond des atomes. Ceci implique l'utilisation d'une intensité lumineuse très importante dans l'onde évanescente. Nous avons étudié, dans cette partie de ce mémoire, une structure résonnante constituée de deux couches minces diélectriques qui permet d'amplifier considérablement l'onde évanescente à la surface d'un prisme. Le facteur d'amplification, défini comme le rapport des intensités dans l'onde évanescente en présence et en l'absence des couches minces, a été estimé par une méthode de mesure optique à environ 1650²¹. Ce chiffre représente un gain de plus d'un ordre de grandeur par rapport à un précédent dispositif basé sur le même principe [83]. Du fait de la très faible absorption dans les couches minces, cette structure possède un seuil de dommage élevé et a pu être utilisée avec une intensité incidente de plusieurs dizaines de $W.cm^{-2}$.

L'utilisation de cette structure résonnante nous a permis d'observer la réflexion d'atomes de rubidium tombant d'une hauteur de 15 mm en incidence normale sur le miroir ($v_i = 0,54 m \cdot s^{-1}$), jusqu'à un désaccord de 140 GHz ($\simeq 2,4 \times 10^4 \Gamma$). La probabilité d'émission spontanée par rebond est alors inférieure à 1 % : dans ces conditions, ce phénomène n'affecte donc pas la cohérence de l'onde de de Broglie réfléchie.

Perspectives

Il existe de nombreuses perspectives d'utilisation du miroir à onde exaltée que nous venons de décrire. Nous en donnons ici deux exemples, qui sont actuellement à l'étude dans notre groupe à l'Institut d'Optique.

Détection "non-destructive" du rebond

La première application est constituée par la détection "non-destructive" du passage des atomes près de la surface du prisme lors du rebond [89]. Le principe de cette expérience est schématisé sur la figure (VII-5). Elle consiste à détecter le changement d'indice associé au passage du nuage atomique près de la surface du prisme. Cette variation d'indice va provoquer un déphasage $\Delta\varphi$ (très faible, $\sim 10^{-8} rad$) de l'onde laser réfléchie, que l'on peut ensuite espérer détecter. Sur le schéma de détection de la figure (VII-5), l'onde laser incidente dans le prisme est polarisée à 45° du plan de la figure, de façon à comporter deux composantes TE et TM d'égale intensité. Ainsi qu'on l'a vu dans le chapitre [VI], seule l'onde TE est couplée de manière résonnante dans le guide d'onde : elle seule va donc être sensible au passage des atomes. En faisant interférer les deux composantes de polarisation dans l'analyseur A, on obtient un signal dépendant du déphasage $\Delta\varphi$.

Ainsi qu'on a pu le voir dans le chapitre [VI], le système résonnant est très sensible aux modifications des propriétés du milieu près de l'interface. On peut montrer [89] que la structure résonnante permet d'augmenter le déphasage dû aux atomes par le même facteur que

²¹ Le facteur d'amplification est donné par le rapport des "coefficients de transmission" ($|t_{14}|^2$) de la structure en présence et en l'absence des couches minces, dans les mêmes conditions d'incidence et de polarisation, soit 2360 et 1,43 respectivement.

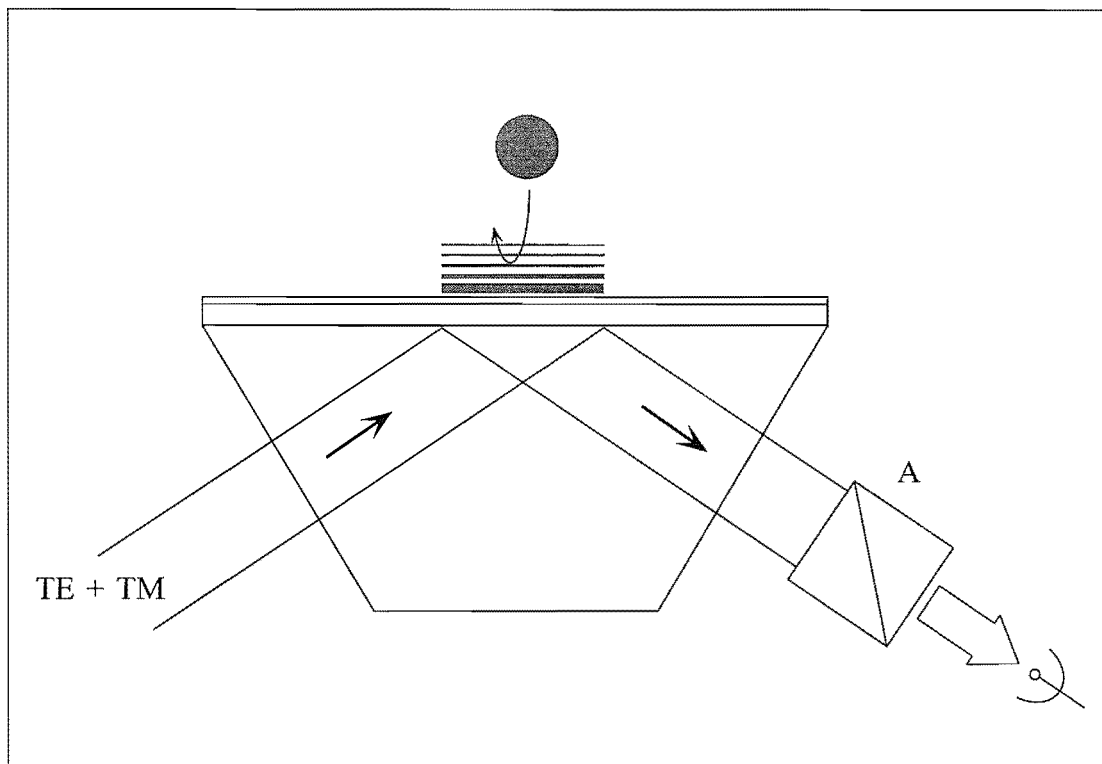


Figure VII-5 : Détection "non-destructive" des atomes lors du rebond. On cherche à détecter le changement d'indice Δn provoqué par le passage des atomes près de la surface du prisme lors du rebond. La variation d'indice introduit un déphasage $\Delta\varphi$ ($\sim 10^{-8}$ rad) sur l'onde laser réfléchie, que l'on peut mesurer par interférométrie de polarisation. L'utilisation du guide d'onde résonnant permet d'augmenter considérablement la sensibilité de la méthode.

l'intensité dans l'onde évanescente. Grâce à la valeur élevée du coefficient d'exaltation du dispositif présenté ici, cette expérience devient envisageable.

Miroir courbe pour la focalisation de jets atomiques

Nous avons mentionné, dans la partie [1], l'intérêt des miroirs courbes pour focaliser un jet atomique, ainsi que pour réaliser des systèmes d'imagerie. Un tel miroir nécessite une intensité laser considérable, pour réfléchir des atomes qui sont plus rapides que ceux de l'expérience que nous avons décrite dans cette partie ²². La technique d'exaltation que nous avons utilisé semble donc appropriée. Cependant, l'application de cette technique à un miroir courbe n'est pas triviale ; parmi les difficultés que l'on s'attend à rencontrer, on peut citer le problème de la qualité des dépôts sur une surface courbe (contraintes, ...), ainsi que celui de l'adaptation de la courbure du front d'onde pour un couplage optimal de l'énergie lumineuse dans le guide d'onde. L'application de cette technique au miroir courbe nécessite donc une étude théorique et expérimentale approfondie.

²² On doit de plus réfléchir les atomes sous une incidence non négligeable (i.e. loin de l'incidence rasante), afin de limiter les aberrations.

Bibliographie

Introduction et Rappels

- [1] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman and E. A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995).
- [2] 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).
- [3] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollet and R. G. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995).
- [4] R. Frisch, *Z. Phys.* **86**, 42 (1933).
- [5] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 263 (1987).
- [6] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am.* **B6**, 2023 (1989).
- [7] P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis and S. Chu, *J. Opt. Soc. Am.* **B6**, 2058 (1989).
- [8] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 826 (1988); A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste and C. Cohen-Tannoudji, *J.O.S.A.* **B6**, 2112 (1989).
- [9] M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1741 (1992).
- [10] N. Davidson, H. J. Lee, M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3158 (1994).
- [11] J. Fujita, M. Morinaga, T. Kishimoto, M. Yasuda, S. Matsui and F. Shimizu, *Letters to Nature* **380**, 691 (1996).
- [12] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke and Ch. J. Bordé, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 177 (1991).
- [13] T. L. Gustavson, P. Bouyer, M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2046 (1997).
- [14] M. Kasevitch and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991).
- [15] S. Nowak, T. Pfau and J. Mlynek, *Appl. Phys. B* **63**, 203 (1996).
- [16] A. Landragin, G. Labeyrie, C. Henkel, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. I. Westbrook and A. Aspect, *Opt. Lett.* **19**, 1591 (1996).
- [17] C. Henkel, K. Molmer, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. I. Westbrook and A. Aspect, *Phys. Rev. A* **55**, 1160 (1996).
- [18] A. Landragin, J.-Y. Courtois, G. Labeyrie, C. I. Westbrook, N. Westbrook and A. Aspect, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1464 (1996).
- [19] A. Landragin, L. Cagnat, G. Zs. K. Horvath, N. Vansteenkiste, C. I. Westbrook and A. Aspect, *Europhys. Lett.* **39**, 485 (1997).
- [20] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë : *"Mécanique quantique"*, Hermann.
- [21] C. Cohen-Tannoudji, Cours des Houches *"Systèmes fondamentaux en optique quantique"*, Session LIII, North-Holland. (1990); Claude Cohen-Tannoudji, Jacques Dupont-Roc, Gilbert Grynberg : *"Processus d'interaction entre photons et atomes"*, InterEditions/Editions du CNRS.

Partie 1

- [22] C. Henkel, C. I. Westbrook and A. Aspect, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 233 (1996).
- [23] G. V. Shlyapnikov, J. T. M. Walraven, U. M. Rahmanov and M. W. Reynolds, *Phys. Rev. Lett.* (1994).
- [24] K. K. Berggren, A. Bard, J. L. Wilbur, J. D. Gillaspay, A. G. Helg, J. J. McClelland,

- S. L. Rolston, W. D. Phillips, M. Prentiss, G. M. Whitesides, *Science* **269**, 1255 (1995).
- [25] M. Onellion, M. W. Hart, F. B. Dunning and G. K. Walters, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 380 (1984).
- [26] W. Sesselmann, B. Woratschek, J. Koppers, G. Ertl and H. Haberland, *Phys. Rev. B* **35** (1987) 1547.
- [27] D. Fahey, W. Parks and L. Scheerer, *J. Phys. E : Sci. Instrum.* **13**, 381 (1980).
- [28] G. Baum, W. Raith and H. Steidl, *Z. Phys. D, Atoms, Molecules and Clusters* **10**, 171 (1988).
- [29] R. Kaiser, thèse de Doctorat de l'Université Paris 6 (1990).
- [30] F. Bardou, O. Emile, J.-M. Courty, C. I. Westbrook and A. Aspect, *Europhys. Lett.*, **20** (1992) 681.
- [31] V. S. Letokhov, V. G. Minogin and B. D. Pavlik, *Opt. Comm.* **19**, 72 (1976).
- [32] M. A. Joffe, W. Ketterle, A. Martin and E. Pritchard, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 2257 (1993).
- [33] W. Rooijackers, W. Hogervorst, W. Vassen, *Opt. Com.* (1995).
- [34] W. D. Phillips and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596 (1982).
- [35] N. Morita and M. Kumakura, *Jap. J. App. Phys.* **30**, 1678 (1991); M. Kumakura and N. Morita, *Jap. J. App. Phys.* **31**, 276 (1992).
- [36] E. Riis, D. S. Weiss, K. A. Moler and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1658 (1990).
- [37] J. Nellesen, J. Werner and W. Ertmer, *Opt. Comm.* **78**, 300 (1990).
- [38] A. Scholtz, M. Christ, D. Doll, J. Ludwig, W. Ertmer, *Opt. Comm.* **111**, 155 (1994).
- [39] M. D. Hoogerland, J. P. J. Driessen, E.J. D. Vredenburg, H. J. L. Megens, M. P. Schuwer, H. C. W. Beijerinck and K. A. H. van Leeuwen, *Appl. Phys. B.* **62**, 323 (1996).
- [40] T. B. Swanson, N. J. Silva, S. K. Maki and D. H. McIntyre, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 1833 (1996).
- [41] N. Vansteenkiste, thèse de Doctorat de l'Université Paris (1989).
- [42] F. Bardou, thèse de Doctorat de l'Université Paris XI Orsay (1995).
- [43] W. Rooijackers, W. Hogervorst, W. Vassen, *Opt. Comm.* (1996).
- [44] F. B. Dunning, R. D. Rundel and R. F. Stebbings, *Rev. Sci. Instrum.* **46**, 697 (1975).
- [45] K. Ohno, T. Takami, K. Mitsuke and T. Ishida, *J. Chem. Phys.* **94**, 2675 (1991).
- [46] G. W. F. Drake, *Astrophys. J.* **158**, 1199 (1969).
- [47] J. R. Woodworth and H. W. Moss, *Phys. Rev. A* **6**, 2455 (1975).
- [48] M. Schiffer, M. Christ, G. Wokurka, W. Ertmer, *Opt. Comm.* **134**, 423 (1997).
- [49] J. Nellesen, J. H. Müller, K. Sengstock and W. Ertmer, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 2149 (1989).
- [50] A. Aspect, N. Vansteenkiste, R. Kaiser, H. Haberland and M. Karrais, *Chem. Phys.* **145**, 307 (1990).
- [51] L. Landau, E. Lifchitz : "*Mécanique des fluides*", Mir, Moscou (1971).
- [52] F. S. Sherman : "*Rarefied gas dynamics*", J. A. Laurmann ed., Vol I, 516-538, Academic Press, New York, (1968).
- [53] J. V. Prodan, W. D. Phillips and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1149 (1982).
- [54] J. Dalibard, S. Reynaud and C. Cohen-Tannoudji, *J. Phys. B* **17**, 4577 (1984).
- [55] H. Metcalf, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2206 (1989).
- [56] M. Kumakura and N. Morita, *Jap. J. App. Phys.* **31**, L276 (1992).
- [57] M. Prentiss, A. Cable and N. Bigelow, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2155 (1989).
- [58] P. Bouyer, thèse de Doctorat de l'Université Paris XI Orsay (1995).
- [59] A. Roth : "*Vacuum technology*", North-Holland (1976).
- [60] V. G. Minogin and O. T. Serimaa, *Opt. Comm.* **30**, 373 (1979).
- [61] D. Wineland and W. Itano, *Phys. Rev. A* **20**, 1521 (1979).
- [62] Q. Li, K. G. H. Baldwin, H.-A. Bachor and D. E. McClelland, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 257 (1996).

- [63] A. Witte, Th. Kisters, F. Riehle and J. Helmcke, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 1030 (1992).
- [64] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts and C. I. Westbrook, *J. Opt. Soc. Am. B*, 2084 (1989).
- [65] V. S. Bagnato, A. Aspect and S. C. Zilio, *Opt. Comm.* **72**, 76 (1989).
- [66] V. S. Bagnato, C. Salomon, E. Marega Jr and S. C. Zilio, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 497 (1990).
- [67] W. K. H. Panofsky and M. Phillips: "*Classical electricity and magnetism*", Addison-Wesley Publishing, (1962).

Partie 2

- [68] A. Aspect, R. Kaiser, N. Vansteenkiste and C. I. Westbrook, *Physica Scripta.*, Vol. **T58**, 69 (1995); Balykin V. I. and Letokhov V. S., *Physics Today*, p. 23 (April 1989); C. S. Adams, M. Sigel and J. Mlynek, *Phys. Rep.* **240**, 143 (1994).
- [69] V. I. Balykin, V. S. Letokhov, Yu Ovchinnikov and A. I. Sidorov, *JETP Lett.* **45**, 353 (1987); *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2137 (1988); J. V. Hajnal, K. G. H. Baldwin, P. T. H. Fisk, H.-A. Bachor and G. I. Opat, *Opt. Commun.* **73**, 331 (1989); M. A. Kasevich, D. S. Weiss and S. Chu, *Opt. Commun.* **15**, 607 (1990); K. Helmerson, S. L. Rolston, L. Goldner and W. D. Phillips, in *Optics and Interferometry with Atoms*, Book of Abstracts, WE-Heraeus-Seminar, Konstanz (1992), unpublished; G. C. Aminoff, P. Bouyer and P. Desbiolles, *C.-R. Acad. Sci. Paris*, t. **316**, sér. **II** 1535 (1993); G. C. Aminoff, A. Steane, P. Bouyer, P. Desbiolles, J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3083 (1994); W. Seifert, R. Kaiser, A. Aspect and J. Mlynek, *Opt. Commun.* **111**, 566 (1994); T. Essingler, M. Weidemuller, A. Hemmerich and T. Hänsch, *Opt. Lett.* **18**, 450 (1993); S. Feron, J. Reinhardt, S. Le Boiteux, O. Gorceix, J. Baudon, M. Ducloy, J. Robert, Ch. Miniatura, S. Nic Chormaic, H. Haberland and V. Lorent, *Opt. Commun.* **102**, 83 (1993).
- [70] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 407 (1987).
- [71] A. I. Sidorov, R. J. McLean, W. J. Rowlands, D. C. Lau, J. E. Murphy, M. Walkiewicz, G. I. Opat and P. Hannaford, *Quantum. Semiclass. Opt.* **8**, 713 (1996).
- [72] I. G. Huges, P. A. Barton, T. M. Roach, M. G. Boshier and E. A. Hinds, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **30**, 647 (1997); I. G. Huges, P. A. Barton, T. M. Roach and E. A. Hinds, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **30**, 2119 (1997).
- [73] R. J. Cook and R. K. Hill, *Opt. Commun.* **43** 258 (1982).
- [74] A. Aspect, C. Henkel, G. Labeyrie and A. Landragin, *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi"*, Course CXXXI, A. Aspect, W. Barletta and R. Bonifacio (Eds.), IOS Press, Amsterdam (1996).
- [75] T. Essingler, M. Weidemuller, A. Hemmerich and T. Hänsch, *Opt. Lett.* **18**, 450 (1993).
- [76] S. Feron, J. Reinhardt, S. Le Boiteux, O. Gorceix, J. Baudon, M. Ducloy, J. Robert, Ch. Miniatura, S. Nic Chormaic, H. Haberland and V. Lorent, *Opt. Commun.* **102**, 83 (1993).
- [77] Y. Lévy, Y. Zhang and J. C. Loulergue, *Opt. Commun.* **56**, 155 (1985).
- [78] P. K. Tien and R. Ulrich, *J. Opt. Soc. Am.* **60**, 1325 (1970).
- [79] M. Menetier, R. Dupeyrat, Y. Lévy and C. Imbert, *Opt. Commun.*, **21**, 162 (1977).
- [80] E. Pelletier, F. Flory and Y. Hu, *Appl. Opt.* **28**, 2918 (1989).
- [81] Y. Lévy, *Nouv. Rev. Opt. Appl.* **3**, 25 (1972).
- [82] R. Ulrich, *JOSA Vol.* **60**, No 10, 1337 (1970).
- [83] R. Kaiser, Y. Lévy, N. Vansteenkiste, A. Aspect, W. Seifert, D. Leipold and J. Mlynek, *Opt. Commun.* **104**, 234 (1994).

- [84] W. Seifert, R. Kaiser, A. Aspect and J. Mlynek, *Opt. Commun.* **111**, 566 (1994)
- [85] H. B. G. Casimir and D. Polder, *Phys. Rev.* **73**, 360 (1948).
- [86] J. E. Lennard-Jones, *Trans. Faraday Soc.* **28**, 333 (1932).
- [87] G. C. Aminoff, A. Steane, P. Bouyer, P. Desbiolles, J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3083 (1994).
- [88] A. Landragin, thèse de Doctorat de l'Université Paris XI Orsay (1997).
- [89] A. Aspect, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, P. Vignolo and C. I. Westbrook, *Phys. Rev. A* **52**, 4704 (1995).
- [90] J.-Y. Courtois, J.-M. Courty and J. Mertz, *Phys. Rev. A* **53**, 1862 (1995).

Résumé :

Ce mémoire porte sur le développement de deux outils pour réaliser des expériences d'optique atomique. Le premier de ces outils est une source qui produit un faisceau intense d'atomes d'hélium métastables. Elle est produite à partir d'un jet supersonique cryogénique d'hélium. On effectue plusieurs opérations de manipulation par laser afin d'augmenter l'intensité du jet atomique. On applique tout d'abord une mélasse optique transverse afin de collimater le faisceau atomique. Puis on décélère les atomes en utilisant la technique du ralentissement Zeeman. La faible masse de l'hélium a deux conséquences importantes sur le ralentissement : la distance nécessaire pour stopper les atomes est importante (≈ 2 m), et le phénomène de diffusion transverse est particulièrement prononcé. Il faut donc recomprimer spatialement le jet atomique. Dans ce but, on utilise un dispositif original, le "concentrateur". Celui-ci permet de focaliser le jet atomique rapide en un point de son axe. Le gain d'intensité atomique au point focal est d'environ 20. La position transverse du point focal peut être balayée en appliquant un champ magnétique variable.

Le deuxième outil développé est un miroir à atomes utilisant une onde évanescente. Pour pouvoir s'affranchir de l'émission spontanée pendant la réflexion, qui détruit la cohérence de l'onde de De Broglie réfléchie, il faut disposer d'une intensité lumineuse dans l'onde évanescente très importante. On utilise un système résonnant de couches minces diélectriques déposées sur un prisme pour "exalter" l'intensité de l'onde évanescente par plus de 3 ordres de grandeur. On emploie une méthode optique d'analyse de la lumière réfléchie par le prisme pour estimer le coefficient d'exaltation. Cette technique simple permet le contrôle *in-situ* de l'exaltation lors des expériences de réflexion d'atomes. Ce système a été utilisé pour réfléchir des atomes de rubidium avec une probabilité d'émission spontanée inférieure à 1%.

Mots clés :

Optique atomique, manipulation par laser, hélium métastable, force magnéto-optique, "concentrateur", miroir à atomes, guide d'onde résonnant, onde évanescente exaltée.

Abstract :

This thesis describes two tools for atom optics experiments. The first one is a bright metastable helium beam. The source of helium atoms is a liquid-nitrogen cooled supersonic beam. Several steps of laser manipulation are used to increase the intensity of the atomic beam. First, the diverging beam is collimated by applying a transverse 2D optical molasses. The atomic beam is then decelerated using the Zeeman slowing technique. Two important consequences arise from the small mass of the helium atom : the stopping distance is large (≈ 2 m), and the transverse spreading of the beam during the slowing process is significant. Thus, a spatial recompression of the atomic beam is needed. This is achieved by a new device, called a "concentrator". This device focuses the atomic beam on its axis. The atomic intensity at the focal point is increased by a factor 20. The transverse position of the focal point can be scanned by applying a time-dependent magnetic field.

The second tool is an evanescent-wave atomic mirror. To avoid spontaneous emission during reflection, which destroys the coherence of the reflected De Broglie wave, one needs a large intensity in the evanescent wave. A resonant system, based on dielectric thin layers deposited on a prism, is used to enhance the intensity in the evanescent wave by more than 3 orders of magnitude. An optical technique of analysis of the reflected light intensity is used to determine the enhancement factor. It allows for an easy *in-situ* monitoring of the enhancement during atom reflection experiments. This waveguide structure was used to reflect rubidium atoms with a spontaneous emission probability below 1%.