



HAL
open science

Etude à haute résolution de la spécularité d'un miroir atomique à onde évanescente

Véronique Savalli

► **To cite this version:**

Véronique Savalli. Etude à haute résolution de la spécularité d'un miroir atomique à onde évanescente. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2000. Français. NNT: . tel-00006717

HAL Id: tel-00006717

<https://pastel.hal.science/tel-00006717v1>

Submitted on 20 Aug 2004

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.

**LABORATOIRE CHARLES FABRY
DE L'INSTITUT D'OPTIQUE**

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI

Spécialité : Physique Quantique

présentée par

Véronique SAVALLI

pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Paris VI

Sujet de la thèse :

**ÉTUDE À HAUTE RÉOLUTION DE LA SPÉCULARITÉ
D'UN MIROIR ATOMIQUE À ONDE ÉVANESCENTE**

soutenue le 1 décembre 2000 devant le jury composé de :

M. C. SALOMON	Rapporteur
M. J. VIGUÉ	Rapporteur
M. C. FABRE	Examineur
M. J. P. WOLF	Examineur
Mme N. WESTBROOK	Examineur
M. A. ASPECT	Directeur de thèse
M. R. GRIMM	Membre invité

Etude à haute résolution de la spécularité d'un miroir atomique
à onde évanescente

Véronique SAVALLI

23 janvier 2001

Table des matières

Introduction générale	1
1 Miroir atomique à onde évanescente : réflexion spéculaire et réflexion diffuse	7
1.1 Rappels sur le miroir à onde évanescente	7
1.1.1 Etude de l'onde évanescente	8
1.1.1.1 Notations et expression générale du champ	8
1.1.1.2 Polarisation TE	10
1.1.1.3 Polarisation TM	10
1.1.1.4 Applications numériques pour notre dispositif	11
1.1.2 Potentiel dipolaire	12
1.1.2.1 Couplage dipolaire électrique atome-champ	12
1.1.2.2 Forme du potentiel dipolaire pour un atome à deux niveaux	13
1.1.2.3 Généralisation à un atome à plusieurs niveaux : le ^{85}Rb	14
1.1.3 Interaction de van der Waals	17
1.1.3.1 Approximation de Lennard-Jones	17
1.1.3.2 Résultats de l'électrodynamique quantique	17
1.1.4 Potentiel réflecteur total	18
1.1.5 Conclusion	20
1.2 Description théorique de la rugosité	20
1.2.1 Description d'une surface rugueuse	21
1.2.2 Réflexion d'atomes sur un miroir <i>dur rugueux</i>	24
1.2.3 Réflexion d'atomes sur le potentiel réel	27
1.2.3.1 Evaluation de la réflexion diffuse dans nos expériences	29
1.2.4 Conclusion	30
1.3 Expériences déjà réalisées dans le laboratoire	31
1.3.1 Dispositif expérimental utilisé dans les expériences précédentes	31
1.3.2 Résumé des résultats antérieurs sur le miroir lumineux	33
1.3.3 Bilan des études précédentes	36

2	Sélection en vitesse par transitions Raman pour l'étude de la réflexion d'atomes	39
2.1	Principes généraux sur les transitions Raman	40
2.1.1	Transitions Raman sélectives en vitesse	40
2.1.1.1	Equations de Schrödinger	41
2.1.1.2	Condition de résonance	42
2.1.2	Forme du profil de la sélection	44
2.1.2.1	Impulsion de faible puissance	44
2.1.2.2	Impulsion de forte saturation	46
2.1.3	Evaluation de l'émission spontanée induite par les faisceaux	48
2.1.4	Effet du déplacement lumineux des états fondamentaux	49
2.1.5	Cas où les faisceaux ne sont pas rigoureusement parallèles	52
2.2	Application à l'atome de Rubidium 85	55
2.2.1	Choix des niveaux $ 1\rangle$ et $ 2\rangle$	56
2.2.2	Choix de la polarisation des faisceaux	56
2.2.3	Calcul de la pulsation de Rabi effective	57
2.3	Utilisation des transitions Raman dans notre expérience	59
2.3.1	Sélection en vitesse	59
2.3.2	Analyse en vitesse	59
2.3.3	Séquences possibles	59
2.4	Description réaliste du rebond	64
2.4.1	Evaluation de l'émission spontanée au cours du rebond	65
2.4.1.1	Rebond sur un potentiel dipolaire exponentiel	65
2.4.1.2	Prise en compte de l'interaction de van der Waals	66
2.4.2	Etude de la surface effective du miroir	67
2.4.3	Evaluation de la courbure du miroir due au profil d'intensité	68
2.5	Choix de la méthode de détection	69
2.5.1	Evaluation des pertes d'atomes au cours de la séquence	69
2.5.2	Choix de la méthode de détection	70
2.5.3	Conclusion	71
3	Dispositif expérimental	73
3.1	Source d'atomes froids	73
3.1.1	Piège magnéto-optique	73
3.1.2	Mélasse optique	76
3.1.3	Préparation des atomes dans les états fondamentaux $F=2$ ou $F=3$	77
3.2	Miroir à atomes	78
3.2.1	Laser Ti:Sa	78
3.2.2	Réalisation du miroir	79
3.3	Faisceaux Raman	80

3.3.1	Réalisation des faisceaux	82
3.3.2	Cohérence des faisceaux	85
3.3.3	Réalisation des impulsions Raman	86
3.3.4	Les faisceaux dans l'enceinte à vide	87
3.3.4.1	Disposition des faisceaux dans l'enceinte	87
3.3.4.2	Direction et sens de la composante de vitesse étudiée expérimentalement	88
3.3.5	Champ magnétique directeur	91
3.4	Détection des atomes	92
3.4.1	Faisceau sonde	92
3.4.2	Photomultiplicateur	95
3.4.3	Protection du photomultiplicateur	96
3.4.4	Fluctuations sur les signaux de temps-de-vol	98
3.5	Faisceau <i>pousseur</i>	99
3.6	Séquences temporelles et acquisitions	101
3.6.1	Séquences temporelles	101
3.6.2	Acquisitions	105
4	Résultats expérimentaux	109
4.1	Effet du miroir sur les atomes dans $F = 3$ et $F = 2$	109
4.2	Compensation du champ magnétique résiduel	111
4.2.1	Le processus de compensation	111
4.2.2	Observation des transitions en présence d'un champ directeur	114
4.3	Caractérisation expérimentale des transitions dans la configuration copropageante	117
4.3.1	Choix de la durée de l'impulsion Raman, du désaccord Δ et de l'intensité des faisceaux	118
4.3.2	Etude expérimentale des oscillations de Rabi	119
4.3.2.1	Oscillations observées	119
4.3.2.2	Discussion des résultats	122
4.3.3	Paramètres à choisir pour des impulsions π de différentes durées	124
4.3.4	Analyse du profil d'excitation	125
4.4	Etude de la sélection en vitesse dans la configuration contrapropageante	129
4.5	Analyse de la distribution en vitesse des atomes après le piège et après le rebond	132
4.5.1	Analyse de la distribution en vitesse après le piège	132
4.5.2	Analyse de la distribution en vitesse après le rebond	133
4.6	Etude de la spécularité du miroir	135
4.6.1	Analyse de la distribution en vitesse après la sélection et le rebond	135
4.6.2	Etude de la vitesse centrale réfléchie en fonction de la vitesse centrale incidente	138
4.6.3	Evaluation d'une limite supérieure de la réflexion diffuse	143

4.6.4	Rôle du champ magnétique directeur	146
4.6.5	Effet du désaccord de l'onde évanescente sur la distribution en vitesse après la sélection et le rebond	147
4.7	Conclusion	149
5	Détection optique d'atomes froids sans émission spontanée	151
5.1	Principe de la détection	152
5.1.1	Caractère dispersif et absorbant d'un échantillon atomique	152
5.1.2	Cas de l'atome de Rubidium 85	153
5.1.3	Signal théorique	154
5.1.4	Choix des paramètres expérimentaux	155
5.1.4.1	Choix du désaccord et de l'intensité du faisceau sonde	156
5.1.4.2	Choix de la taille du faisceau	158
5.2	Dispositif expérimental	160
5.2.1	Description du montage	160
5.2.2	Caractérisation de la modulation	161
5.2.3	Ajustement expérimental de la phase relative θ	163
5.2.4	Caractérisation du bruit dans le dispositif	165
5.3	Résultats expérimentaux	168
5.3.1	Loi de puissance à grand désaccord	168
5.3.2	Temps de vol sans émission spontanée	169
5.3.2.1	Présentation des temps de vol	169
5.3.2.2	Estimation du nombre de photons diffusés par atome	170
5.4	Conclusion et perspectives	172
5.4.1	Conclusion	172
5.4.2	Perspectives	172
	Conclusion générale	175
	Annexes	177
	A Grandeurs et notations importantes utilisées	177
	B Matériel utilisé pour les études sur la spécularité du miroir	179
	C Soustraction du fond sur les données brutes pour l'étude de la spécularité	181
	D Matériel utilisé pour la détection d'atomes sans émission spontanée	183
	E Article paru en 1998 (diffraction en incidence rasante)	185
	F Article paru en 1999 (étude de la rugosité d'un miroir magnétique)	191

G Article paru en 1999 (détection optique d'atomes sans émission spontanée) 199

Bibliographie 203

Introduction générale

Pour manipuler les atomes en **optique atomique**, comme on utilise la lumière en optique traditionnelle, il est important de développer des composants tels que des lentilles, des miroirs, des guides d'onde pour atomes. Pour créer ces composants on utilise soit des champs magnétiques soit des champs lumineux. En optique traditionnelle, l'importance des miroirs est bien connue. On utilise des miroirs plans dans différents interféromètres. On utilise des miroirs concaves dans des télescopes, pour former des images. Par analogie, les miroirs atomiques sont appelés à jouer un rôle crucial en optique atomique.

A l'aide d'un miroir à atomes concave [1, 2], on peut en effet focaliser un faisceau atomique. Cette focalisation peut avoir diverses applications en lithographie atomique par exemple, ou pour sonder des surfaces (voir par exemple [3, 4, 5]). Les longueurs d'onde de de Broglie atomiques étant généralement inférieures aux longueurs d'onde optiques, la résolution spatiale atteinte est de l'ordre de quelques nanomètres.

Avec des miroirs concaves, on peut aussi réaliser des cavités atomiques (la gravité pouvant jouer le rôle d'un miroir de la cavité) [1, 6]. Par analogie aux lasers en optique photonique, il serait sans doute intéressant de coupler un condensat de Bose-Einstein à une cavité atomique, le condensat étant la source atomique la plus cohérente actuellement (puisque tous les atomes sont dans le même état quantique). On pourrait alors étudier les différents modes de la cavité ainsi que les pertes.

Des miroirs à atomes peuvent être utilisés dans des interféromètres atomiques pour recombinaison des trajectoires des atomes [7, 8]. Les atomes ayant une masse non nulle, ces derniers sont très sensibles au champ de pesanteur et aux forces d'inertie. Les interféromètres atomiques ont donc des sensibilités intrinsèques supérieures aux interféromètres optiques pour mesurer ce type de champs [9]. Avec ces interféromètres, on peut mesurer la gravité [10]. Des gyromètres atomiques ont déjà été réalisés [11], mais aucun n'utilise les miroirs à atomes qui offriraient des possibilités d'augmenter l'écart entre bras de l'interféromètre et donc la sensibilité.

Enfin, il est facile de transformer un miroir à atomes en un réseau en réflexion en créant une modulation périodique du potentiel qu'il crée [12, 13, 14, 15, 16, 17, 18]. Un réseau, diffractant une onde atomique initiale en plusieurs ondes cohérentes entre elles se propageant dans des

directions différentes, joue le rôle d'une lame séparatrice atomique. De telles lames cohérentes sont intéressantes pour des interféromètres par exemple.

Pour toutes les applications mentionnées précédemment, il est indispensable que les miroirs à atomes préservent **la cohérence spatiale transverse** des ondes atomiques de de Broglie. Cela n'est possible que si les atomes effectuent des rebonds spéculaires, c'est-à-dire des réflexions non diffuses. Les miroirs à atomes ne doivent donc pas présenter de rugosité, pouvant être à l'origine de transfert de vecteurs d'onde dans le nuage atomique au cours du rebond. La réalisation de miroirs non rugueux représente donc un enjeu de taille dans le domaine de l'optique atomique. De nombreux travaux ont donc porté sur l'étude et l'amélioration possible de la rugosité de différents miroirs et nous allons les évoquer dans cette introduction un peu plus loin.

Il est par ailleurs intéressant d'étudier la rugosité d'un miroir atomique pour un physicien car il faut faire appel, pour comprendre les processus physiques qui interviennent dans la réflexion diffuse, à des phénomènes généraux déjà rencontrés dans d'autres domaines de la physique. Le paramètre important intervenant dans la réflexion diffuse est le rapport de la rugosité de surface sur la longueur d'onde atomique de de Broglie. Plus ce paramètre est important, plus la réflexion est diffuse. On retrouve ce genre de raisonnement dans le contexte de la caractérisation de surfaces par diffusion de la lumière. Lorsque l'on étudie le nombre d'atomes réfléchis spéculairement par le miroir, on aboutit à des formules similaires à celles obtenues en physique du solide lors de la diffraction de rayon X par des cristaux.

Il existe deux types principaux de miroirs à atomes¹. Les miroirs *lumineux* sont basés sur l'interaction entre le moment dipolaire induit de l'atome et le champ électrique de la lumière utilisée. Les miroirs *magnétiques*, quant à eux, utilisent l'interaction entre le moment dipolaire magnétique permanent de l'atome et le champ magnétique créé par le miroir.

Dans notre laboratoire, différentes études ont été effectuées pour déterminer la rugosité de miroirs atomiques à onde évanescente. En 1996, notre groupe a effectué la première mesure quantitative de la rugosité d'un miroir atomique [22]. Un miroir atomique à onde évanescente est créé en réalisant la réflexion totale d'un faisceau laser sur la face supérieure d'un prisme de verre. Cette mesure quantitative de la rugosité a été réalisée en étudiant la distribution spatiale du nuage atomique après le rebond dans le plan horizontal au prisme par imagerie. On peut définir la rugosité σ_θ comme la déviation angulaire rms d'une surface effective réfléchissante par rapport à une surface parfaitement plane. Pour le meilleur miroir à onde évanescente étudié, la réflexion d'atomes était compatible avec une réflexion spéculaire et la limite supérieure de l'incertitude sur la mesure de rugosité fut égale à $\sigma_\theta = 5.5$ mrad.

Les premières mesures de rugosité de miroirs magnétiques ont été menées par le groupe de E. Hinds en 1997 [23]. Les miroirs magnétiques étudiés étaient créés à partir de disques magnétiques

¹Il existe aussi des expériences de réflexion d'atomes d'hydrogène sur un film d'hélium liquide [19, 20] et des expériences de réflexion d'atomes d'hélium sur des surfaces [21].

souples pour ordinateur magnétisés sinusoïdalement. Une rugosité de $\sigma_\theta = 24$ mrad a été mesurée. Un calcul théorique prenant en compte la non-linéarité de l'enregistrement et des discontinuités entre les différentes pistes d'enregistrement semble rendre compte des résultats expérimentaux. En 1999, un nouveau type de miroir magnétique a été étudié par le même groupe : un miroir concave constitué d'une bande magnétique vidéo [2]. En refocalisant le nuage atomique et en étudiant plusieurs rebonds (jusqu'à 14 rebonds) par imagerie, une rugosité de $\sigma_\theta = 6$ mrad a été mesurée. La principale cause de la diffusion d'atomes mentionnée semble être des irrégularités à grande échelle dans la magnétisation de la bande et plus exactement des variations de la densité des particules magnétiques.

En 1999, notre équipe a étudié la rugosité d'un miroir magnétique constitué de fils d'or déposés sur un substrat de saphir parcourus par du courant [24, 25]. Ces travaux ont été réalisés au sein d'une collaboration CNRS/NSF avec deux laboratoires américains (l'université d'Harvard et le NIST). Le miroir magnétique étudié a été fabriqué à Harvard [26]. La rugosité minimale mesurée est égale à $\sigma_\theta = 13$ mrad pour un miroir contenant des fils de garde compensant les effets de taille finie. De tels miroirs semblent pouvoir être améliorés du point de vue de leur rugosité en optimisant la forme des fils et en blindant mieux l'enceinte d'expérimentation contre des champs magnétiques parasites permanents et oscillants.

Le groupe de P. Hannaford a travaillé en 1999 sur un miroir dont le principe de fonctionnement est identique au précédent [27]. La rugosité de ce miroir a été caractérisée ($\sigma_\theta = 22.5$ mrad) et semble limitée entre autres par des effets de taille finie. Ce groupe a aussi développé des miroirs magnétiques à base de films magnéto-optiques¹. Ces miroirs ont une rugosité de $\sigma_\theta = 75$ mrad. Des structures magnétiques gravées¹ ont aussi été utilisées par ce groupe récemment et ont conduit à une rugosité de $\sigma_\theta = 8$ mrad.

Le groupe de W. Ertmer a aussi mis au point un nouveau type de miroir lumineux sur lequel un condensat de Bose Einstein effectue plusieurs rebonds [28] : un faisceau laser désaccordé vers le bleu est modulé spatialement dans le plan horizontal à l'aide d'un modulateur acousto-optique. Le champ lumineux résultant a une distribution en intensité uniforme dans la direction horizontale et gaussienne dans le plan vertical. Dans la limite de résolution de leurs expériences, aucune rugosité n'a encore été observée² en imageant le condensat à l'aide d'une caméra CCD ; ceci signifie encore que la rugosité de ce miroir est inférieure à 1 mrad.

Enfin les groupes de D. Meschede et de E. Hinds ont aussi travaillé au début de l'année 2000 sur la réflexion d'atomes froids sur un cristal avec des domaines magnétiques organisés spontanément [29]. La rugosité d'un tel miroir si simple à réaliser est égale à $\sigma_\theta = 54$ mrad. Les différents domaines de magnétisation, n'étant pas organisés de manière ordonnée, ne peuvent pas créer des surfaces équipotentielles planes.

Lorsque l'on compare les différents miroirs étudiés jusqu'à maintenant, on constate que les miroirs lumineux sont pour le moment les meilleurs miroirs du point de vue de la rugosité. Les facteurs

¹Communication orale de P. Hannaford à la conférence 6th workshop on atom optics and interferometry.

²Communication privée avec K. Sengstock.

limitant la qualité des miroirs magnétiques sont les effets de taille finie, les défauts dans la distribution en courant, de magnétisation, les champs magnétiques parasites. Dans le cas des miroirs lumineux, la qualité des miroirs est limitée par la présence de lumière parasite, la qualité du substrat pour les miroirs à onde évanescente, et la qualité de la modulation spatiale pour le miroir du groupe de W. Ertmer.

Dans ce mémoire, nous allons présenter une étude à haute résolution de la spécularité d'un miroir lumineux à onde évanescente. Nous avons utilisé à cet effet des transitions Raman sélectives en vitesse. À l'aide de ces transitions, une sélection en vitesse est réalisée sur le nuage atomique avant le rebond. On utilise ensuite ces transitions pour sonder la distribution en vitesse des atomes après le rebond. Notre travail de thèse a consisté à mettre en place le dispositif de mesure de la rugosité et à effectuer les premières mesures sur un miroir. De nombreuses autres études peuvent maintenant être réalisées sur d'autres miroirs à l'aide de ce dispositif.

Nous allons d'autre part décrire dans ce mémoire un travail portant sur la réalisation d'une détection optique d'atomes froids induisant peu d'émission spontanée de la part des atomes. Cette détection utilise des techniques de spectroscopie par modulation de fréquence et repose sur la mesure de la phase induite par un nuage atomique sur un faisceau laser. Elle permet de détecter des atomes en préservant la cohérence des ondes de matière. Les processus d'émission spontanée peuvent en effet détruire la cohérence d'un échantillon atomique. Ce travail et l'étude évoquée ci-dessus sur la spécularité d'un miroir atomique lumineux sont liés dans la mesure où dans les deux cas, on cherche en effet à préserver la cohérence des ondes atomiques. Une telle détection peut être très utile dans le domaine de l'Optique Atomique, puisqu'elle permet de suivre un même échantillon atomique au cours de son évolution en évitant ainsi toute fluctuation due à des conditions initiales. Ce type de détection peut être utilisée par exemple pour suivre des atomes effectuant plusieurs rebonds sur un miroir atomique.

J'ai eu le plaisir de contribuer également à d'autres expériences au cours de ma thèse. Au début de ma thèse, j'ai travaillé sur l'expérience de diffraction en incidence rasante. Les résultats de cette expérience ont été décrits de manière précise dans le mémoire de thèse de Laurent Cognet [30]. Notre travail a permis de valider un modèle théorique permettant de comprendre la diffraction d'atomes en incidence rasante prenant en compte la structure interne des atomes. Il a permis aussi d'observer des interférences atomiques analogues aux oscillations de Stückelberg connues en théorie des collisions. En 1998, nous avons étudié la rugosité d'un miroir magnétique constitué d'un réseau de fils d'or déposé sur un substrat de saphir. Ces expériences ont été évoquées un peu plus haut et ont été présentées en détail dans le mémoire de Laurent Cognet.

Plan du mémoire

Le mémoire comprend cinq chapitres. Les quatre premiers chapitres constituent le coeur de la thèse et portent sur l'étude à haute résolution de la spécularité d'un miroir atomique à onde évanescente en utilisant des transitions Raman sélectives en vitesse. Le dernier chapitre porte sur la réalisation d'une détection optique d'atomes au cours de laquelle un minimum de photons sont diffusés.

- Dans le premier chapitre, les rappels essentiels concernant le fonctionnement d'un miroir atomique à onde évanescente sont effectués. Une évaluation théorique de la réflexion diffuse, qui serait provoquée par la rugosité du substrat, est aussi réalisée.
- Le deuxième chapitre est consacré à la présentation d'ensemble du principe de l'expérience réalisée pour étudier la spécularité du miroir. Après un bref rappel sur les transitions Raman, on décrit l'utilisation des transitions Raman dans nos expériences.
- Le troisième chapitre présente les détails pratiques sur la réalisation du dispositif expérimental.
- Dans le quatrième chapitre, après la description de quelques expériences préliminaires portant sur les transitions Raman, les résultats expérimentaux sur l'étude de la spécularité d'un miroir atomique à onde évanescente sont présentés.
- Enfin, le cinquième chapitre est consacré à la présentation d'une détection d'atomes que nous avons mise en place. Cette détection est une détection optique qui induit peu d'émission spontanée de la part des atomes.

Chapitre 1

Miroir atomique à onde évanescente : réflexion spéculaire et réflexion diffuse

Ce premier chapitre est consacré à l'évocation des principes généraux du miroir atomique lumineux à onde évanescente.

Dans un premier temps, certains résultats essentiels concernant son fonctionnement seront rappelés brièvement. Une étude théorique de la rugosité du miroir prenant en compte la rugosité du substrat sera ensuite développée. Enfin, les expériences précédentes réalisées dans le laboratoire sur la rugosité seront rappelées.

1.1 Rappels sur le miroir à onde évanescente

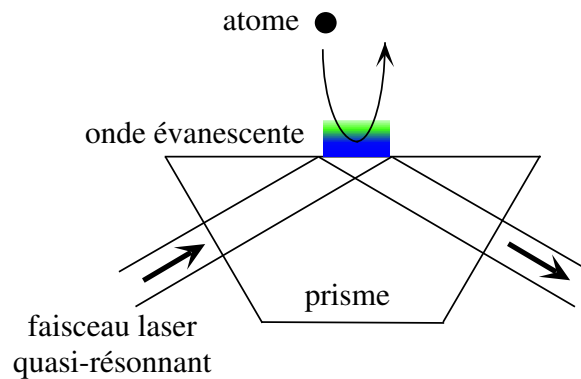


FIG. 1.1: *Schéma de principe du miroir atomique à onde évanescente.*

La réflexion d'atomes sur un miroir à onde évanescente a été proposée pour la première fois par R. J. Cook et R. K. Hill [31]. L'existence de ce miroir repose sur l'interaction entre le dipôle induit de l'atome et le champ électrique de la lumière (potentiel dipolaire). Lorsque la fréquence

du champ lumineux est supérieure à la fréquence de la transition atomique (désaccord vers le bleu), l'interaction est répulsive. Si l'énergie incidente de l'atome est inférieure à la hauteur de la barrière de potentiel, l'atome est réfléchi. Le miroir à onde évanescente est réalisé en créant une réflexion totale d'un faisceau laser sur la surface intérieure d'un prisme (voir figure 1.1). Au-dessus de la surface apparaît alors une onde évanescente. Lorsque cette onde évanescente est désaccordée vers le bleu, l'atome est soumis à un potentiel dipolaire répulsif exponentiellement décroissant en fonction de la distance au prisme. L'atome est aussi soumis à un autre potentiel induit par l'interaction entre le dipôle de l'atome et son image dans le diélectrique du prisme : l'interaction de van der Waals. Ce potentiel est attractif et vient dominer le potentiel dipolaire aux très courtes distances.

Dans cette partie, la forme exacte du champ évanescent au-dessus du prisme va d'abord être discutée. Le potentiel réflecteur total, constitué du potentiel dipolaire et de l'interaction de van der Waals entre l'atome et le substrat, va ensuite être rappelé (l'étude détaillée du miroir à atomes a déjà été développée dans les références [32, 33, 30]).

1.1.1 Étude de l'onde évanescente

1.1.1.1 Notations et expression générale du champ

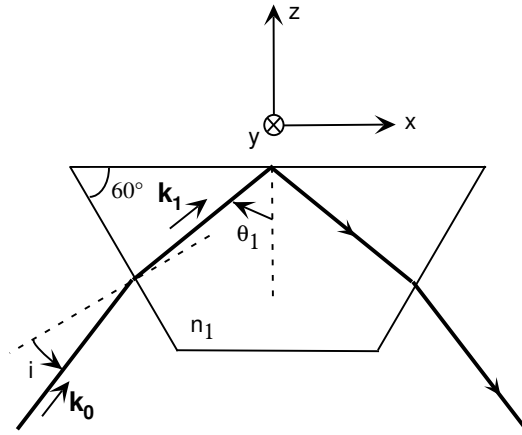


FIG. 1.2: Le faisceau laser entre dans le prisme d'indice n_1 sous l'angle d'incidence i puis est réfléchi de manière totale sous l'angle d'incidence θ_1 sur la surface supérieure du prisme.

Considérons une onde lumineuse plane monochromatique incidente sur le prisme sous un angle d'incidence i , de vecteur d'onde \mathbf{k}_0 dans le vide et de pulsation temporelle ω_L . L'angle d'incidence sous lequel le faisceau arrive sur la surface supérieure du prisme est appelé θ_1 . Il y a réflexion totale lorsque la condition suivante est remplie :

$$n_1 \sin(\theta_1) > 1. \quad (1.1)$$

Supposons cette condition remplie. Le champ électrique de l'onde incidente est noté \mathbf{E}_0 , celui de l'onde à l'intérieur du prisme \mathbf{E}_1 et le champ électrique de l'onde évanescente \mathbf{E}_{ev} . Les vecteurs d'onde associés à chacun de ces champs sont respectivement \mathbf{k}_0 , \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_{ev} . Ces différents champs peuvent être écrits de la manière suivante :

$$\mathbf{E}_0 = \mathcal{E}_0 \vec{\varepsilon}_0 e^{i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - \omega_L t)} + c.c. \quad (1.2)$$

$$\mathbf{E}_1 = \mathcal{E}_1 \vec{\varepsilon}_1 e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_L t)} + c.c. \quad (1.3)$$

$$\mathbf{E}_{\text{ev}} = \mathcal{E}_{\text{ev}} \vec{\varepsilon}_{\text{ev}} e^{i(\mathbf{k}_{\text{ev}} \cdot \mathbf{r} - \omega_L t)} + c.c. \quad (1.4)$$

En appliquant les relations de continuité sur les champs à la surface du prisme et en utilisant l'équation d'onde, on obtient pour le vecteur d'onde de l'onde évanescente :

$$\mathbf{k}_{\text{ev}} = k_x \mathbf{e}_x + i\kappa \mathbf{e}_z \quad (1.5)$$

avec

$$\kappa = k_0 \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - 1} \quad (1.6)$$

$$k_x = k_0 n_1 \sin \theta_1. \quad (1.7)$$

Le champ de l'onde évanescente a alors l'expression suivante :

$$\mathbf{E}_{\text{ev}} = \mathcal{E}_{\text{ev}} \vec{\varepsilon}_{\text{ev}} e^{-\kappa \cdot z} e^{i(k_x \cdot x - \omega_L t)} + c.c. \quad (1.8)$$

On en déduit qu'il s'agit d'une onde **qui se propage le long de la direction Ox mais dont l'amplitude s'atténue exponentiellement suivant la direction Oz.**

Nous allons dans la suite donner l'expression de l'onde évanescente dans deux cas : le cas où l'onde incidente initiale sur le prisme est polarisée TE (champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence) et le cas où elle est polarisée TM (champ magnétique perpendiculaire au plan d'incidence). Le facteur de transmission en intensité, égal au rapport des intensités effectives à la surface et à l'entrée du prisme $|\mathcal{E}_{\text{ev}}|^2/|\mathcal{E}_0|^2$, est appelé T_{TE} (respectivement T_{TM}) dans le cas d'une polarisation incidente TE (respectivement TM). Notons qu'il n'est pas courant de parler d'*intensité* dans le cas d'une onde évanescente. Toutefois, comme les grandeurs qui vont nous intéresser plus tard font intervenir le carré de l'amplitude du champ évanescent, il nous a semblé utile de définir ce facteur de transmission, tel que nous venons de le faire.

L'axe Oy est choisi comme axe de quantification. Ce choix permet de simplifier les calculs du potentiel dipolaire pour l'atome de Rubidium (voir paragraphe 1.1.2.3). Il est alors utile de définir une nouvelle base de polarisations :

$$\begin{aligned} \vec{\varepsilon}_+ &= \frac{-1}{\sqrt{2}}(\vec{\varepsilon}_z + i\vec{\varepsilon}_x) \\ \vec{\varepsilon}_\pi &= \vec{\varepsilon}_y \\ \vec{\varepsilon}_- &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{\varepsilon}_z - i\vec{\varepsilon}_x). \end{aligned} \quad (1.9)$$

Les polarisations $\vec{\varepsilon}_+$ et $\vec{\varepsilon}_-$ correspondent à des polarisations circulaires vis à vis de Oy , et $\vec{\varepsilon}_\pi$ correspond à une polarisation linéaire parallèle à Oy . En notation de physique atomique, pour un axe de quantification selon Oy , les polarisations $\vec{\varepsilon}_+$, $\vec{\varepsilon}_-$ et $\vec{\varepsilon}_\pi$ correspondent à des polarisations σ^+ , σ^- et π respectivement.

1.1.1.2 Polarisation TE

Dans le cas où l'onde incidente sur le prisme a une polarisation TE, le champ électrique \mathbf{E}_0 a la forme suivante :

$$\mathbf{E}_0 = \mathcal{E}_0 \vec{\varepsilon}_y e^{i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - \omega_L t)} + c.c.. \quad (1.10)$$

Par rapport à l'axe de quantification choisi, il s'agit d'une polarisation π . En appliquant les lois de Snell-Descartes [34] à la traversée des deux interfaces, on trouve alors que l'onde évanescente est également **polarisée** π :

$$\mathbf{E}_{\text{ev}} = \mathcal{E}_{\text{ev}} \vec{\varepsilon}_\pi e^{-\kappa \cdot z} e^{i(k_x \cdot x - \omega_L t)} + c.c.. \quad (1.11)$$

Lorsque la première surface traversée est traitée anti-reflet et que l'on utilise les coefficients de Fresnel pour l'interface où a lieu la réflexion totale, on trouve pour le facteur de transmission en intensité :

$$T_{\text{TE}} = \frac{4n_1 \cos^2 \theta_1}{n_1^2 - 1}. \quad (1.12)$$

1.1.1.3 Polarisation TM

Considérons maintenant une onde incidente polarisée TM. Cette onde est polarisée linéaire dans le plan d'incidence. On peut montrer que le champ électrique de l'onde évanescente a une polarisation elliptique et s'écrit dans la nouvelle base de polarisations :

$$\mathbf{E}_{\text{ev}}^{\text{TM}} = (\mathcal{E}_+^{\text{TM}} \vec{\varepsilon}_+ + \mathcal{E}_-^{\text{TM}} \vec{\varepsilon}_-) e^{-\kappa \cdot z} e^{i(k_x \cdot x - \omega_L t)} + c.c.. \quad (1.13)$$

D'après l'expression précédente, l'onde évanescente peut donc **être décomposée suivant deux ondes de polarisations purement circulaires** σ^+ et σ^- .

Lorsque la face d'entrée du prisme est traitée anti-reflet, on trouve pour le coefficient de transmission en intensité en considérant les coefficients de Fresnel au niveau de la surface supérieure du prisme :

$$T_{\text{TM}} = \frac{1}{n_1} \frac{4n_1^2 \cos^2 \theta_1}{(n_1^2 \sin^2 \theta_1 - 1)n_1^2 + \cos^2 \theta_1} (2n_1^2 \sin^2 \theta_1 - 1). \quad (1.14)$$

Pour connaître la forme exacte du champ électrique de l'onde évanescente, il est utile de définir des facteurs de transmission pour chaque composante de polarisation circulaire :

$$T_{\text{TM}}^+ = \frac{|\mathcal{E}_+^{\text{TM}}|^2}{|\mathcal{E}_0|^2} = \frac{1}{n_1 \cos^2 \theta_1 + n_1^2 (n_1^2 \sin^2 \theta_1 - 1)} \frac{(\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - 1} - n_1 \sin \theta_1)^2}{2} \quad (1.15)$$

$$T_{\text{TM}}^- = \frac{|\mathcal{E}_-^{\text{TM}}|^2}{|\mathcal{E}_0|^2} = \frac{1}{n_1 \cos^2 \theta_1 + n_1^2 (n_1^2 \sin^2 \theta_1 - 1)} \frac{(\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - 1} + n_1 \sin \theta_1)^2}{2}. \quad (1.16)$$

Par définition, dans le cas d'une polarisation incidente TM, les différents coefficients de transmission vérifient la relation suivante : $T_{\text{TM}} = T_{\text{TM}}^+ + T_{\text{TM}}^-$.

1.1.1.4 Applications numériques pour notre dispositif

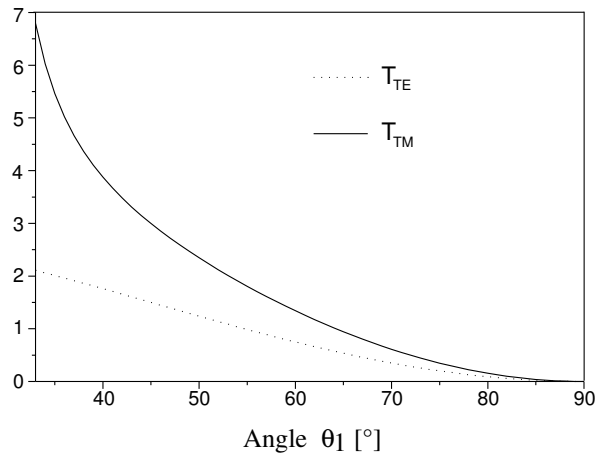


FIG. 1.3: Evolution des facteurs de transmission en intensité T_{TE} et T_{TM} dans le cas où l'onde incidente est polarisée TE et respectivement TM en fonction de l'angle θ_1 .

Le prisme de verre que nous utilisons a un indice n_1 égal à 1.869 et des surface traitées anti-reflet. La condition de réflexion totale (1.1) est alors $\theta_1 > 32.3^\circ$.

La figure 1.3 représente les facteurs de transmission en intensité T_{TE} et T_{TM} en fonction de l'angle θ_1 . Nous observons que l'intensité de l'onde évanescente dans le cas d'une onde incidente TM est plus élevée que l'intensité de l'onde évanescente dans le cas TE (au maximum T_{TM} est 3.6 fois plus élevé que T_{TE} pour $\theta_1 = 32.3^\circ$).

La figure 1.4 présente les facteurs de transmission en intensité T_{TM}^- et T_{TM}^+ dans le cas où l'onde incidente est polarisée TM en fonction de l'angle θ_1 . Le coefficient de transmission en intensité T_{TM}^- pour la composante circulaire σ^- est toujours plus important que le coefficient de transmission en intensité T_{TM}^+ pour la composante circulaire σ^+ . Nous observons que dès que θ_1 est supérieur à 40° la polarisation de l'onde évanescente est essentiellement σ^- par rapport à l'axe de quantification choisi (T_{TM}^- est plus de dix fois supérieur à T_{TM}^+).

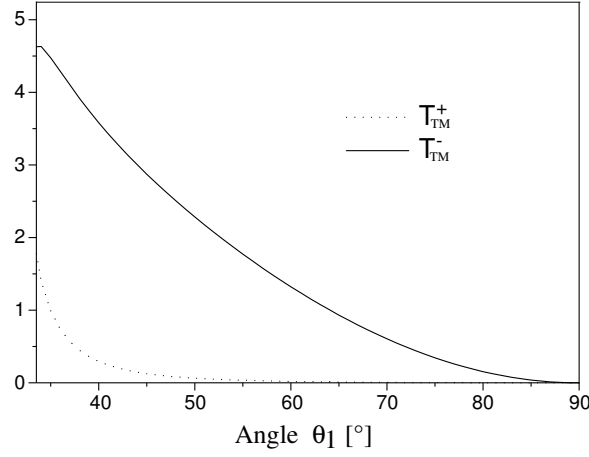


FIG. 1.4: Evolution des facteurs de transmission en intensité pour les deux composantes de polarisation circulaire dans le cas où l'onde incidente est polarisée TM en fonction de l'angle θ_1 . Le facteur de transmission pour la composante de polarisation σ^+ (σ^-) est noté T_{TM}^+ (T_{TM}^-).

Nous donnons ici les valeurs numériques de chacune des grandeurs définies dans les paragraphes précédents pour notre dispositif expérimental. Pour $i = 12^\circ$ et $\theta_1 = 53.5^\circ$:

$$\kappa = 1.12k_0 \quad (1.17)$$

$$k_x = 1.50k_0 \quad (1.18)$$

$$T_{\text{TE}} = 1.06 \quad (1.19)$$

$$T_{\text{TM}} = 1.96 \quad (1.20)$$

$$T_{\text{TM}}^+ = 0.04 \quad (1.21)$$

$$T_{\text{TM}}^- = 1.92. \quad (1.22)$$

1.1.2 Potentiel dipolaire

Avant de donner l'expression du potentiel dipolaire pour un atome à deux niveaux, il est nécessaire dans un premier temps d'introduire les paramètres importants qui caractérisent le couplage entre un atome à deux niveaux et un champ électromagnétique.

1.1.2.1 Couplage dipolaire électrique atome-champ

Considérons un atome à deux niveaux dont le niveau fondamental est noté $|f\rangle$ et le niveau excité $|e\rangle$. La séparation énergétique de ces deux niveaux est notée $\hbar\omega_{\text{at}}$. Le niveau excité a une largeur naturelle Γ . L'élément de matrice $\langle f|\mathbf{D}|e\rangle$ est appelé \mathbf{d} , où \mathbf{D} représente l'opérateur dipôle électrique de l'atome. Cet atome est en présence d'un champ électrique $\mathbf{E} = \mathcal{E}\vec{\epsilon}e^{-i\omega_{\text{L}}t} + c.c.$ (avec $|\vec{\epsilon}| = 1$).

- Le couplage entre l'atome et le champ peut être caractérisé par **la pulsation de Rabi** Ω [35] :

$$\Omega = 2 \frac{\mathbf{d} \cdot \vec{\mathcal{E}}}{\hbar} = 2 \frac{d \cdot \mathcal{E}}{\hbar} \quad \text{avec} \quad (d = \mathbf{d} \cdot \vec{\mathcal{E}}). \quad (1.23)$$

On peut trouver la relation suivante entre la pulsation de Rabi et l'intensité¹ de l'onde électromagnétique :

$$2 \frac{|\Omega|^2}{\Gamma^2} = \frac{I}{I_{\text{sat}}} \quad \text{avec} \quad I_{\text{sat}} = \pi \frac{hc}{3} \frac{\Gamma}{\lambda_0^3}, \quad (1.24)$$

où $\lambda_0 = 2\pi/k_0$ est la longueur d'onde dans le vide de la transition atomique. Le paramètre I_{sat} est caractéristique de la transition atomique considérée.

- On définit aussi **le paramètre de saturation** du système :

$$s = \frac{\frac{I}{I_{\text{sat}}}}{1 + 4 \frac{\Delta^2}{\Gamma^2}} \quad (1.25)$$

où Δ est le désaccord de l'onde lumineuse par rapport à la transition atomique $\Delta = \omega_L - \omega_{\text{at}}$.

- Enfin, **le nombre de photons absorbés par unité de temps** par l'atome est égal à :

$$\Gamma' = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s}. \quad (1.26)$$

Dans le cas de l'atome de Rb pour la transition D_2 , on a $\Gamma/2\pi = 5.9$ MHz, $\lambda_0 = 780.027$ nm et $I_{\text{sat}} = 1.6$ mW/cm².

Remarque :

La formule de la pulsation de Rabi associée à la transition $|f\rangle \rightarrow |e\rangle$ se généralise dans le cas d'un atome à plusieurs niveaux excités $|e\rangle$ de la manière suivante (dans le cas où on considère des désaccords Δ grands devant la structure des niveaux excités) :

$$2 \frac{|\Omega|^2}{\Gamma^2} = \frac{I}{I_{\text{sat}}} \frac{1}{d} \sum_e |\langle f | \mathbf{D} \cdot \vec{\mathcal{E}} | e \rangle|^2. \quad (1.27)$$

Ici la grandeur d est le moment dipolaire réduit de la raie considérée. Pour calculer les différents éléments de matrice qui interviennent dans la formule, il suffit de se reporter à la référence [32] annexe I-A, où tous les éléments essentiels pour calculer ces termes à l'aide du théorème de Wigner-Eckart sont présentés.

1.1.2.2 Forme du potentiel dipolaire pour un atome à deux niveaux

Lorsque la probabilité pour qu'un atome au cours du rebond subisse un cycle de fluorescence est très faible, le potentiel dipolaire est simplement égal au déplacement lumineux $\hbar\Lambda$ du niveau

¹L'intensité lumineuse dans un milieu d'indice n est définie ici par $I = 2nc\epsilon_0 |\mathcal{E}|^2$, ce qui correspond à la valeur moyenne du vecteur de Poynting pour une onde progressive.

fondamental [33, 36] :

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \hbar\Lambda(\mathbf{r}). \quad (1.28)$$

En régime non saturant, on a $s \ll 1$ (large désaccord $\Delta^2 \gg (\Gamma^2, \Omega^2)$) et le potentiel dipolaire s'écrit :

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\Omega(\mathbf{r})^2}{4\Delta}. \quad (1.29)$$

On constate ici, que lorsque $\Delta > 0$, le potentiel que voit l'atome est répulsif et lorsque $\Delta < 0$, le potentiel est attractif.

En fonction de l'intensité lumineuse $I(\mathbf{r})$ vue par l'atome, le potentiel dipolaire devient :

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \hbar \frac{\Gamma^2}{8\Delta} \frac{I(\mathbf{r})}{I_{\text{sat}}}. \quad (1.30)$$

Le potentiel dipolaire créé par le miroir à onde évanescente a donc la forme suivante pour un atome à deux niveaux en fonction de la distance au miroir z :

$$U_{\text{dip}}(z) = \hbar \frac{\Gamma^2}{8\Delta_{\text{Ti:Sa}}} \frac{I(0)}{I_{\text{sat}}} e^{-2\kappa z} = \hbar\Lambda(0)e^{-2\kappa z}. \quad (1.31)$$

L'onde évanescente étant créée à l'aide d'un laser à Titane Saphir, le désaccord de celle-ci par rapport à la transition atomique est noté à partir de maintenant dans ce mémoire $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$. Pour un désaccord positif ($\Delta_{\text{Ti:Sa}} > 0$), un atome d'énergie incidente E_{in} rebondit donc sur le miroir si la condition $E_{\text{in}} < \hbar\Lambda(z=0)$ est remplie. On définit le point de rebroussement comme le point où l'atome rebrousse chemin. Il s'agit du point d'ordonnée z_{reb} telle que $E_{\text{in}} = \hbar\Lambda(z_{\text{reb}})$ (en négligeant la gravité et l'interaction de van der Waals).

Dans notre expérience, nous vérifions que les approximations utilisées sont justifiées. Pour un désaccord de l'onde évanescente de 2.5 GHz, et un faisceau incident polarisé TM d'intensité au centre 430 W.cm^{-2} , le paramètre de saturation au point de rebroussement est de l'ordre de $s \simeq 0.04 \ll 1$.

1.1.2.3 Généralisation à un atome à plusieurs niveaux : le ^{85}Rb

Dans ce paragraphe, on rappelle les résultats du calcul du déplacement lumineux des états fondamentaux de l'atome de ^{85}Rb effectués dans la partie I 3 de la référence [32]. Le principe du calcul va d'abord être évoqué. L'axe Oy est l'axe de quantification choisi et on considère la base de polarisations définie dans l'équation (1.9).

Considérons un atome à plusieurs niveaux dont les sous-niveaux Zeeman sont notés $|f, F_f, m_f\rangle$ pour l'état fondamental et $|e, F_e, m_e\rangle$ pour l'état excité. Dans cette notation, il est sous-entendu que les valeurs du spin nucléaire I et du moment cinétique électronique J sont fixées.

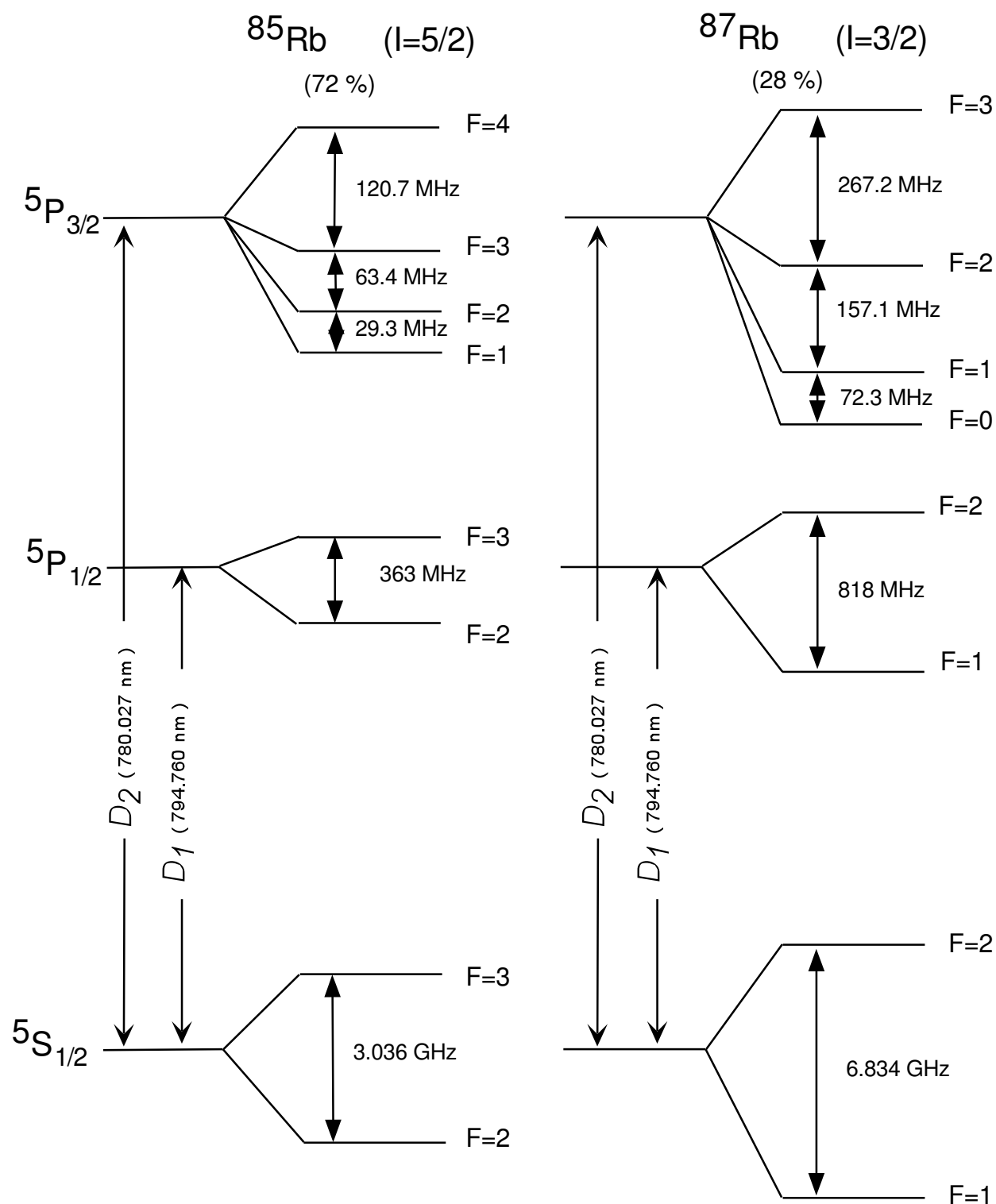


FIG. 1.5: Structure fine et hyperfine des deux isotopes de l'atome de Rb, pour les transitions D_1 et D_2 .

L'opérateur \mathbf{D}^+ est la partie montante de l'opérateur dipôle électrique \mathbf{D} et l'opérateur \mathbf{D}^- sa partie descendante [37]. Il est utile de définir deux autres opérateurs \mathbf{d}^+ et \mathbf{d}^- sans dimension à l'aide des équations $\mathbf{D}^+ = d\mathbf{d}^+$ et $\mathbf{D}^- = d\mathbf{d}^-$. La grandeur d est le moment dipolaire réduit de la transition considérée :

$$d^2 = \hbar\Gamma \frac{3\epsilon_0}{8\pi^2}. \quad (1.32)$$

Dans notre expérience, on s'intéresse à la transition atomique D_2 du ^{85}Rb et $d = 2,496 \times 10^{-29}$ C.m.

La pulsation de Rabi Ω est définie à partir du moment dipolaire réduit d :

$$\Omega^2 = 4 \frac{d^2 \mathcal{E}^2}{\hbar^2}. \quad (1.33)$$

Pour calculer les déplacements lumineux des niveaux fondamentaux, il suffit de diagonaliser l'opérateur déplacement lumineux suivant [37] :

$$\Lambda_{\text{DL}} = \frac{\Omega^2}{4} \sum_{F_e, m_F} \frac{(\mathbf{d}^- \cdot \vec{\epsilon}^*) |e, F_e, m_F\rangle \langle e, F_e, m_F| (\mathbf{d}^+ \cdot \vec{\epsilon})}{\Delta_{F_f, F_e}}, \quad (1.34)$$

où Δ_{F_f, F_e} est le désaccord laser par rapport à la transition atomique $|f, F_f, m_F\rangle \rightarrow |e, F_e, m_F\rangle$ (on considère la raie D_2 dans nos expériences).

La figure 1.5 représente les différents niveaux des deux isotopes de l'atome de Rubidium. On s'intéresse aux déplacements lumineux des deux états fondamentaux $5S_{1/2}, F = 2$ et $(5S_{1/2}, F = 3)$ de l'atome (^{85}Rb). Pour le calcul, on suppose que le désaccord Δ_{F_f, F_e} est grand devant la structure hyperfine des états excités (c'est-à-dire $\Delta_{F_f, F_e} \gg 220$ MHz). Ce désaccord est alors quasiment indépendant du niveau excité considéré et est noté $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$.

Dans ces conditions, on trouve que l'opérateur déplacement lumineux est diagonal dans la base $|f, F, m_F\rangle$ pour des polarisations² de l'onde évanescente π , σ^+ et σ^- [32]. Lorsque l'on calcule les éléments de matrice de l'opérateur déplacement lumineux dans la base considérée à l'aide du théorème de Wigner-Eckart (voir par exemple la référence [38]), on peut évaluer les différents déplacements lumineux pour l'atome de ^{85}Rb :

$$\Lambda_{\text{DL}} = \Lambda \left(\frac{2}{3} + \frac{q}{9} m_F \right) \quad \text{pour le niveau } F = 3 \quad (1.35)$$

$$\Lambda_{\text{DL}} = \Lambda \left(\frac{2}{3} - \frac{q}{9} m_F \right) \quad \text{pour le niveau } F = 2. \quad (1.36)$$

La grandeur $\Lambda = \Omega^2 / (4\Delta_{\text{Ti:Sa}})$ est égale au déplacement lumineux pour un atome à deux niveaux. La grandeur q dépend de la polarisation considérée : $q = +1$ pour une polarisation σ^+ , $q = -1$ pour une polarisation σ^- et $q = 0$ pour une polarisation π .

²On voit ici l'intérêt d'avoir choisi Oy comme axe de quantification.

1.1.3 Interaction de van der Waals

L'atome est aussi soumis à l'interaction attractive de van der Waals avec la paroi diélectrique [39]. Cette interaction doit surtout être prise en compte lorsque l'atome s'approche de la paroi.

Elle résulte de l'interaction entre le dipôle instantané fluctuant de l'atome et son image dans le diélectrique.

On peut aussi interpréter ce potentiel comme résultant d'une modification de la densité de modes du champ électromagnétique en présence de l'interface vide-diélectrique et donc comme résultant d'une modification du déplacement de Lamb.

Les calculs détaillés de ce potentiel sont effectués dans le chapitre II de la référence [32].

1.1.3.1 Approximation de Lennard-Jones

Dans un modèle électrostatique de l'interaction entre le dipôle et son image, en calculant les fluctuations du dipôle de l'atome de Rubidium dans son état fondamental, on aboutit à l'expression suivante pour le potentiel de van der Waals [32] :

$$U_{\text{vdW}}^{\text{L.J.}} = \hbar\Gamma \frac{A_{\text{L.J.}}}{(k_0 z)^3} \quad \text{avec} \quad A_{\text{L.J.}} = -0.113. \quad (1.37)$$

Dans la formule précédente, k_0 est le vecteur d'onde dans le vide de la raie D_2 et Γ^{-1} est la durée de vie des états excités. Cette formule a été calculée pour un prisme de verre d'indice $n = 1.869$, prisme utilisé dans nos expériences.

Notons que pour le calcul de la valeur moyenne quantique des fluctuations du dipôle, les transitions D_1 et D_2 ont une contribution majoritaire et on a supposé que la constante diélectrique du prisme est indépendante de la fréquence. Cette dernière hypothèse est justifiée car le verre utilisé ne présente pas d'absorption sur l'ensemble du spectre atomique.

Enfin ce modèle électrostatique de l'interaction de van der Waals n'est valable que lorsque l'atome est à de courtes distances de la paroi diélectrique, plus précisément à des distances bien plus petites que $\lambda_0/2\pi$. Lorsque cette dernière condition n'est pas vérifiée, il faut prendre en compte les temps de propagation des champs électromagnétiques entre l'atome et la paroi.

1.1.3.2 Résultats de l'électrodynamique quantique

Le résultat précédent en $1/z^3$ n'est plus valable à grandes distances et doit être remplacé par un résultat en $1/z^4$ (voir la référence [40]). Pour démontrer cette dernière formule, il faut prendre en compte les effets de retard dus à la vitesse finie de la lumière et la quantification du champ électromagnétique.

En partant des résultats de la référence [41], la référence [32] a donné une expression générale du potentiel de van der Waals valable à toutes distances dans la théorie de l'électrodynamique quantique. Cette expression n'a pas en général de forme analytique simple. Toutefois on peut aboutir à des formules valables dans différentes gammes de distances.

- Pour des distances $z \ll \lambda_0/2\pi$, la limite de l'expression générale redonne la formule trouvée dans l'approximation de Lennard-Jones.
- Pour des distances $z \gg \lambda_0/2\pi$ avec les valeurs numériques associées à l'atome de Rubidium et au prisme utilisé dans notre expérience, l'interaction de van der Waals prend la forme suivante :

$$U_{\text{vdW}}^{\text{Q.E.D.}}(z \gg \frac{\lambda_0}{2\pi}) = \hbar\Gamma \frac{A_{\text{Q.E.D.}}}{(k_0 z)^4} \quad \text{avec } A_{\text{Q.E.D.}} = -0.082 \quad (1.38)$$

Notons que pour aboutir à cette formule, les variations de la polarisabilité atomique avec la fréquence ont été négligées (voir référence [32]).

- Pour des distances $0 < z < 10\lambda_0/2\pi$, la référence [32] donne une expression ajustée pour le potentiel de van der Waals. Pour obtenir cette équation, une seule transition atomique a été prise en compte. Cette équation ajuste le calcul numérique de la solution exacte donnée par la théorie de l'électrodynamique quantique à mieux que 0.6% :

$$\frac{U_{\text{vdW}}^{\text{Q.E.D.}}}{U_{\text{vdW}}^{\text{L.J.}}} = 1_{\text{Q.E.D.}}(z) = 0.987 \left(\frac{1}{1 + 1.098(k_0 z)} - \frac{0.00493 k_0 z}{1 + 0.00987(k_0 z)^3 - 0.00064(k_0 z)^4} \right). \quad (1.39)$$

Cette dernière expression du potentiel de van der Waals est très utile puisque, dans notre situation expérimentale, l'atome rebondit plutôt dans la zone des distances intermédiaires. Dans notre expérience typiquement $z_{\text{reb}} \simeq 0.9\lambda_0/2\pi$.

1.1.4 Potentiel réflecteur total

Pour calculer le potentiel réflecteur total U_{tot} vu par l'atome, il suffit maintenant de rajouter le potentiel attractif de van der Waals au potentiel dipolaire répulsif créé par l'onde évanescente :

$$U_{\text{tot}}(z) = U_{\text{dip}}(z) + U_{\text{vdW}}(z) \quad (1.40)$$

$$= \hbar\Lambda(0)e^{-2\kappa z} - \hbar\Gamma \frac{A_{\text{vdW}}(z)}{(k_0 z)^3} \quad (1.41)$$

avec $A_{\text{vdW}}(z) = A_{\text{L.J.}}$ ou $A_{\text{vdW}}(z) = 1_{\text{Q.E.D.}}(z) \times A_{\text{L.J.}}$ suivant le modèle envisagé.

Sur la figure 1.6, les potentiels total et dipolaire ont été représentés pour des paramètres typiques expérimentaux de l'onde évanescente. Nous constatons que la présence de l'interaction de van der Waals modifie énormément la forme du potentiel dû à l'onde évanescente seule. Le potentiel total possède effectivement un maximum $U_{\text{tot}}^{\text{max}}$ qui est environ 2 fois plus petit que le maximum du potentiel dipolaire. Le potentiel total est surtout différent du potentiel dipolaire près de la surface diélectrique, plus précisément pour des distances $z < \frac{1}{2}\frac{\lambda_0}{2\pi}$ [42].

L'interaction de van der Waals doit donc être prise en compte dans le calcul du seuil de réflectivité (calcul de l'intensité minimale de l'onde évanescente pour un désaccord $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$ fixé pour qu'il y ait un rebond) et dans le calcul du nombre d'atomes réfléchis.

Dans le calcul du seuil, la condition de rebond $E_{\text{in}} < \hbar\Lambda(0)$ est en effet remplacée par la condition

$$E_{\text{in}} < U_{\text{tot}}^{\text{max}}. \quad (1.42)$$

Pour le calcul du nombre d'atomes réfléchis, il faut considérer que la tache laser créant l'onde évanescente est plus petite que la taille du nuage atomique incident. Le profil d'intensité lumineuse de la tache est d'autre part gaussien. Les atomes arrivant sur le bord de la tache voient donc une intensité laser faible, s'approchent de la surface et ressentent l'interaction de van der Waals. Pour calculer le nombre d'atomes réfléchis, on doit aussi utiliser la condition (1.42).

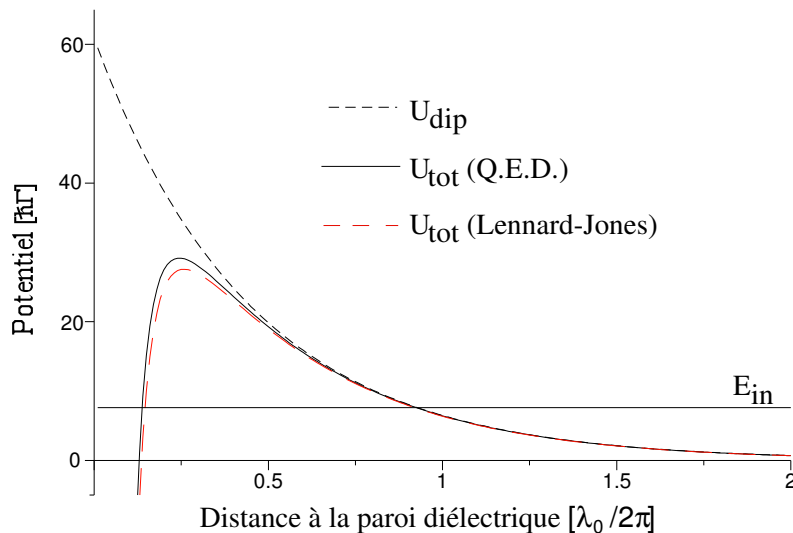


FIG. 1.6: Potentiels créés par le miroir au centre et vus par l'atome dans l'état fondamental ($F=3$, $m_F=0$). La grandeur E_{in} est l'énergie incidente des atomes. Pour le potentiel total prenant en compte le modèle Q.E.D., nous avons utilisé l'expression ajustée valable pour $0 < z < 10\lambda_0/2\pi$. L'onde évanescente est désaccordée de 2.5 GHz et le faisceau incident sur le prisme est polarisé TM et a une intensité lumineuse au centre de 430 W.cm^{-2} .

La présence de l'interaction de van der Waals a été mise en évidence expérimentalement. Dans la référence [43], le potentiel de van der Waals a été mesuré à partir du seuil de réflexion des atomes en variant l'intensité lumineuse de l'onde évanescente. Les formules (1.38) et (1.39) dans le paragraphe précédent ont été confirmées mais les incertitudes expérimentales qui étaient de l'ordre de la différence entre les deux modèles (le modèle de Lennard-Jones et le modèle Q.E.D.) n'ont pas permis de déterminer avec précision la contribution des effets de retard. Pour interpréter quantitativement les résultats obtenus lors de l'expérience sur la diffraction d'onde atomique par un réseau lumineux créé au-dessus du prisme, il est d'autre part indispensable de prendre en compte cette interaction [16, 17].

Nous avons démontré, en réalisant l'expérience de diffraction en incidence rasante en 1997, que les franges d'interférences atomiques sont déplacées à cause de cette interaction [17]. En effet, dans l'approximation semi-classique, la phase qui intervient dans ces franges d'interférences est la phase accumulée par les atomes sur leur trajectoire au cours du rebond. L'interaction de van der Waals modifiant la trajectoire des atomes, modifie la phase atomique et déplace les franges

d'interférences. Nous avons proposé dans l'article [44] une méthode expérimentale basée sur la réalisation expérimentale de la diffraction atomique en incidence rasante et permettant de mettre en évidence les effets de retard dans l'interaction de van der Waals. En déterminant précisément la position des franges d'interférences et en connaissant parallèlement expérimentalement la hauteur de la barrière de potentiel créé par le miroir (que l'on peut déduire de la connaissance de l'énergie incidente des atomes et de la détermination expérimentale du seuil de réflectivité), on devrait pouvoir faire une mesure des effets de retard. On a calculé effectivement théoriquement que pour une barrière de potentiel fixée, la position des franges et la fréquence d'oscillation des interférences dépendent du modèle que l'on considère pour l'interaction de van der Waals.

1.1.5 Conclusion

Cette première partie a abouti à la connaissance précise des différents potentiels qui interviennent dans le fonctionnement du miroir. Théoriquement un miroir lumineux de taille plus grande que la taille du nuage atomique incident peut réfléchir 100% des atomes. Il est très intéressant maintenant de mieux caractériser le miroir du point de vue de sa rugosité. Une onde de de Broglie atomique plane (un jet atomique parfaitement collimaté) peut-il effectuer un rebond spéculaire sur un miroir lumineux ?

1.2 Description théorique de la rugosité

Pour comprendre la présence d'une éventuelle rugosité dans le miroir atomique lumineux, les résultats théoriques obtenus par Carsten Henkel dans la partie III de sa thèse de doctorat [45] vont être présentés. Après un bref rappel sur la description statistique d'une surface rugueuse, la réflexion d'une onde atomique sur un miroir *dur rugueux*, c'est-à-dire sur une barrière de potentiel infiniment raide de profil rugueux, va être étudiée. Dans un troisième temps, la nature physique réelle du potentiel vu par l'atome (onde évanescente et interaction de van der Waals) va être prise en compte.

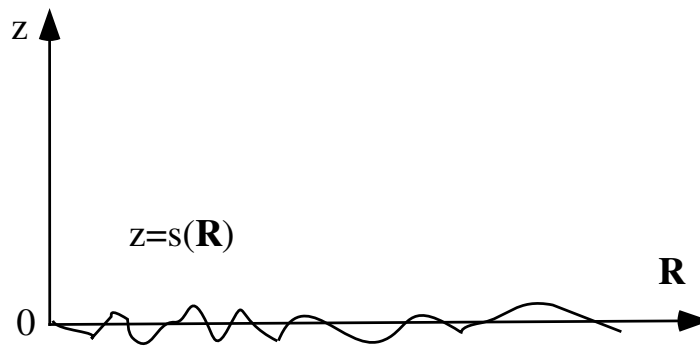


FIG. 1.7: Description d'une surface rugueuse.

1.2.1 Description d'une surface rugueuse

Une surface peut être décrite en utilisant la notion de profil $s(\mathbf{R})$, où le vecteur position \mathbf{R} est défini par ses coordonnées (x, y) . En un point (x, y) de la surface, on note $s(x, y)$ ou $s(\mathbf{R})$ la déviation de la surface par rapport au plan de référence $z = 0$ (voir figure 1.7).

Une surface rugueuse est modélisée ici, en prenant pour $s(x, y)$ une fonction aléatoire invariante par translation, obéissant à une statistique gaussienne dont la valeur moyenne est nulle. Ceci signifie entre autre que la côte $s(x, y)$ est caractérisée par une **densité de probabilité** $\rho_{\mathbf{R}}(s)$ de forme gaussienne et que la valeur moyenne du profil est nulle :

$$\langle s(\mathbf{R}) \rangle = \int \rho_{\mathbf{R}}(s) s ds = 0. \quad (1.43)$$

On définit l'écart quadratique moyen σ du profil par :

$$\langle s^2(\mathbf{R}) \rangle = \int \rho_{\mathbf{R}}(s) s^2 ds = \sigma^2. \quad (1.44)$$

Par abus de langage, nous appellerons souvent dans ce manuscrit la grandeur σ la **rugosité** du substrat.

Pour avoir des informations sur les échelles spatiales caractéristiques des défauts de surface, on définit la fonction de corrélation à deux points par :

$$C(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) = \langle s(\mathbf{R}_1) s(\mathbf{R}_2) \rangle. \quad (1.45)$$

La fonction aléatoire $s(x, y)$ étant invariante par translation $C(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)$ ne dépend que de la différence des positions $\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2$ et on peut écrire $C(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) = C(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2)$.

Par ailleurs, on peut caractériser la surface rugueuse d'une autre manière en faisant une analyse harmonique du profil de surface et en définissant la **densité spectrale de puissance** de la rugosité de surface $P_S(\mathbf{Q})$. Pour une fréquence spatiale donnée \mathbf{Q} (la période spatiale correspondante étant $2\pi/Q$), la quantité $P_S(\mathbf{Q}) d\mathbf{Q}$ représente la contribution de la fréquence \mathbf{Q} dans la valeur quadratique moyenne du profil de la surface σ .

La rugosité σ du substrat est alors reliée à la densité spectrale par la relation :

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} P_S(\mathbf{Q}) \frac{d\mathbf{Q}}{(2\pi)^2}. \quad (1.46)$$

Notons que lorsque l'on mesure la rugosité d'une surface avec un appareil de mesure (voir un peu plus loin), on n'a pas accès avec cet appareil à toutes les fréquences spatiales. Si l'appareil de mesure est sensible à une certaine bande de fréquences spatiales comprise entre \mathbf{Q}_1 et \mathbf{Q}_2 , on mesure la valeur quadratique moyenne du profil de la surface $\sigma_{[\mathbf{Q}_1, \mathbf{Q}_2]}$ suivante :

$$\sigma_{[\mathbf{Q}_1, \mathbf{Q}_2]}^2 = \int_{\mathbf{Q}_1}^{\mathbf{Q}_2} P_S(\mathbf{Q}) \frac{d\mathbf{Q}}{(2\pi)^2}. \quad (1.47)$$

Enfin, la densité spectrale de rugosité et la fonction de corrélation sont reliées entre elles via le théorème de Wiener et Khintchine : chaque grandeur se déduit de l'autre via une transformée de Fourier.

Caractérisation de la surface du prisme utilisé dans nos expériences

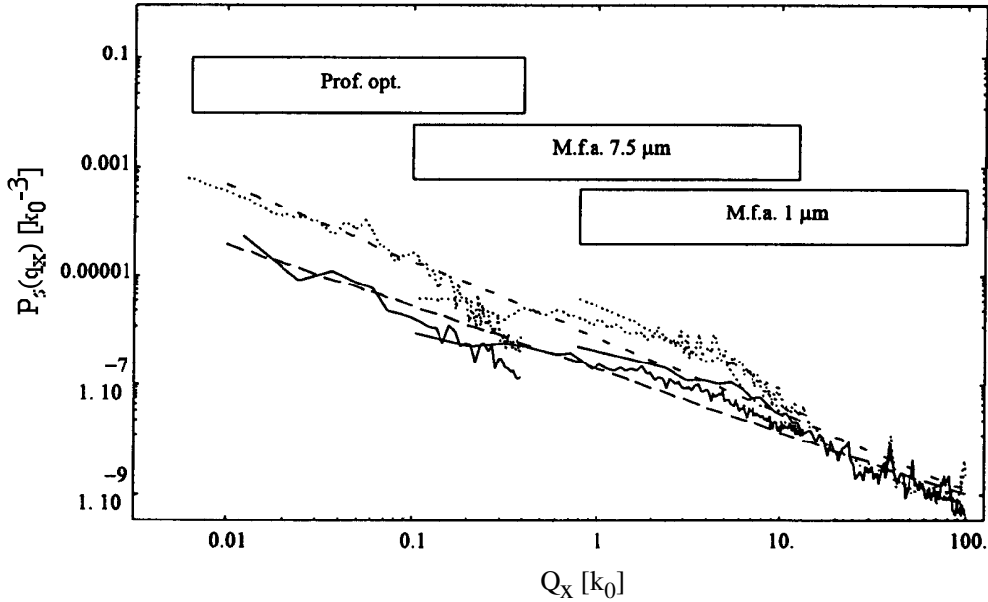


FIG. 1.8: Figure reprise de la thèse de C. Henkel représentant la densité spectrale à une dimension, mesurée avec le profilomètre optique (basses fréquences) et avec le microscope à force atomique (fréquences plus élevées). Les deux gammes de fréquences spatiales élevées correspondent aux deux tailles d'images. Pointillés : superpoli de l'atelier d'optique de l'Institut d'Optique à Orsay (substrat LASFN18), trait plein : superpoli de la société General Optics aux Etats Unis (substrat TaFD30). Les tirets représentent la loi de puissance à une dimension obtenue avec une méthode des moindres carrés.

Le prisme utilisé dans nos expériences a été fabriqué par la société General Optics aux Etats-Unis sur un substrat de type TaFD30. La rugosité d'un prisme similaire a été mesurée avec un profilomètre optique hétérodyne Zygo et un microscope à force atomique.

Le profilomètre optique de la société Zygo est un interféromètre laser utilisant une longueur d'onde de 632 nm (voir par exemple références [45] et [46]). Ce profilomètre mesure le profil $s(\mathbf{R})$ sur une distance de 1017 μm avec une résolution transverse spatiale de 2 μm . Le profilomètre n'est sensible qu'aux fréquences spatiales comprises entre 0.01 k_0 et 0.5 k_0 (k_0 représente toujours le vecteur d'onde dans le vide de l'onde incidente sur le prisme, k_0 est associé à la raie D_2). On a constaté que le profil de surface semble bien correspondre à une statistique gaussienne. On

a mesuré d'autre part que la rugosité dans la gamme des fréquences concernées est égale à $\sigma_{[0.01k_0, 0.5k_0]} = 0.12$ nm.

Le microscope à force atomique fournit des images carrées de la surface étudiée. Des images de deux tailles différentes ont été enregistrées : des images de côté $7.5 \mu\text{m}$ et des images de côté $1 \mu\text{m}$. Pour les plus grandes images, les points de mesure sont espacés de 30 nm et le profil de la surface est donc mesuré dans une gamme de fréquences spatiales comprises entre $0.1 k_0$ et $10 k_0$. Avec ces images, on a mesuré une rugosité $\sigma_{[0.1k_0, 10k_0]} = 0.21$ nm. Pour les images de taille plus petite, les points de mesure sont espacés de 4 nm et la rugosité est mesurée sur une gamme de fréquences entre $1 k_0$ et $100 k_0$. Pour ces images, on a trouvé $\sigma_{[1k_0, 100k_0]} = 0.10$ nm.

Le substrat utilisé dans nos expériences est donc un substrat de très bonne qualité. Les rugosités mesurées sont de l'ordre de l'Angström. La taille d'un atome unique étant de l'ordre de l'Angström, il est difficile de réaliser des substrats de meilleure qualité.

A partir des mesures décrites précédemment, la densité spectrale $P_S(Q_x)$ à une dimension de la rugosité de surface a été calculée numériquement. Dans la gamme des fréquences spatiales communes aux deux méthodes de mesure, les résultats se recouvrent de manière satisfaisante. La densité spectrale à une dimension est bien ajustée sur toutes les gammes de fréquences spatiales étudiées par une loi de puissance en $Q_x^{-1.2}$ [45]. La figure 1.8, tirée de la thèse de C. Henkel, représente la densité spectrale à une dimension mesurée sur deux substrats différents (la courbe en traits pleins correspond à un substrat similaire à celui utilisé actuellement dans notre expérience). Sur cette figure, les tirets correspondent à la loi de puissance obtenue avec la méthode des moindres carrés.

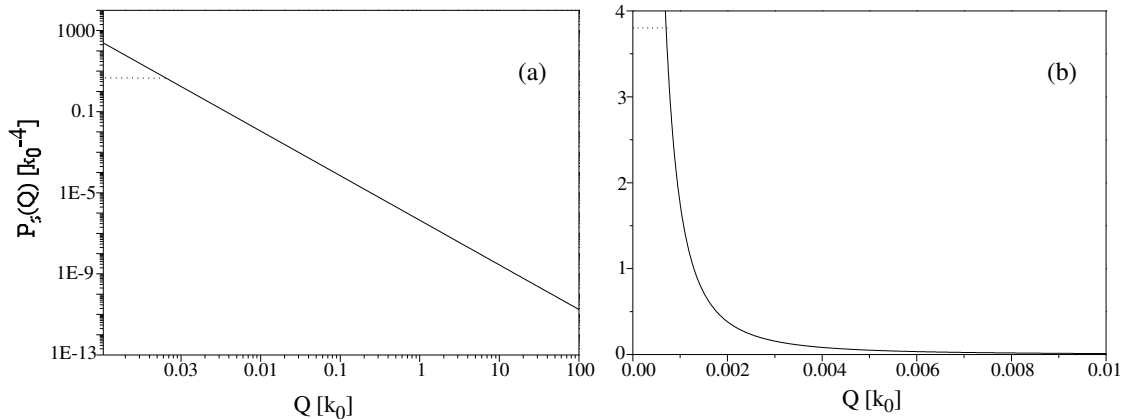


FIG. 1.9: Représentation de la loi d'échelle $P_S(Q)$, dont l'expression est donnée par l'équation (1.48), en fonction du module Q . Figure (a) : échelle logarithmique, figure (b) : échelle linéaire. Les pointillés représentent la coupure que l'on doit effectuer sur la densité spectrale à cause de la taille finie du miroir (voir un peu plus loin).

Il est facile de calculer la loi de puissance à deux dimensions ajustant la densité spectrale à deux dimensions en partant de la loi de puissance précédente pour le superpoli de la société General Optics [45] :

$$P_S(\mathbf{Q}) = \frac{A}{k_0^4} \left(\frac{Q}{k_0} \right)^{-\alpha}, \quad (1.48)$$

avec $A = 4.4 \times 10^{-7}$ et $\alpha = 2.2$ et Q est le module du vecteur d'onde \mathbf{Q} . La densité spectrale décroît très rapidement en fonction de Q . On va voir plus loin comment cette loi de puissance va influencer sur la distribution angulaire des atomes après le rebond. La figure 1.9 représente cette loi d'échelle $P_S(Q)$ en fonction de Q (figure (a) : échelle logarithmique, figure (b) : échelle linéaire).

1.2.2 Réflexion d'atomes sur un miroir dur rugueux

Considérons d'abord une barrière de potentiel constituée d'un saut de potentiel infini mais rugueuse et non plane. Ce modèle est utilisé dans le domaine de la diffusion d'atomes par des surfaces cristallines et est connu sous le nom de *corrugated hard wall*.

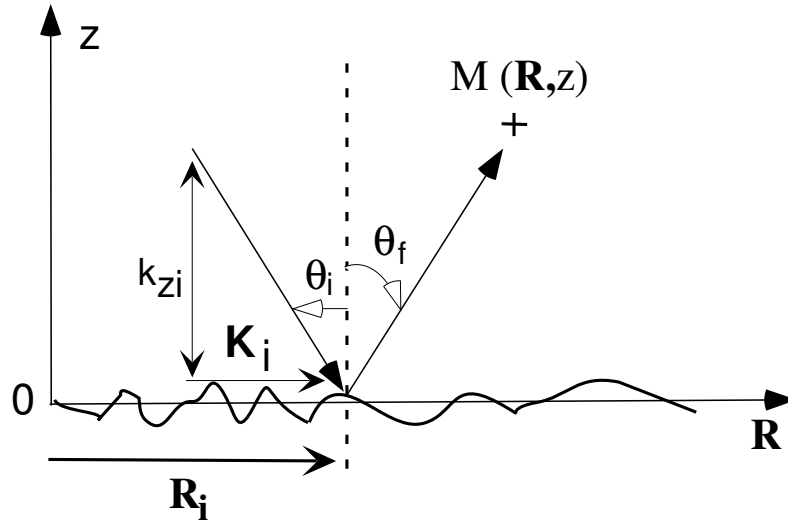


FIG. 1.10: Notations utilisées pour étudier la réflexion diffuse d'atomes sur un miroir dur rugueux.

- Nous allons dans un premier temps montrer comment on peut calculer la distribution du champ atomique réfléchi par un miroir *dur rugueux* simplement à partir d'un calcul direct de la fonction de cohérence atomique. Pour un calcul plus complet, voir la référence [45]. On va supposer pour ce calcul que **la rugosité σ du miroir est petite devant la longueur d'onde atomique λ_{dB}** .

Le vecteur d'onde de l'onde incidente initiale est noté $\mathbf{K}_i - k_{zi}\mathbf{u}_z$. De même le vecteur d'onde après rebond est noté $\mathbf{K}_f + k_{zf}\mathbf{u}_z$ (voir figure 1.10).

Dans l'approximation du réseau de phase mince, le champ atomique réfléchi $\psi_{\text{ref}}(\mathbf{r})$ par la surface

est donné par :

$$\psi_{\text{ref}}(\mathbf{R}, z) = e^{i(\mathbf{K}_i \cdot \mathbf{R} + k_{zi}(z - 2s(\mathbf{R}_i)))}. \quad (1.49)$$

Lorsque la rugosité est petite par rapport à λ_{dB} , ce champ peut se développer en :

$$\psi_{\text{ref}}(\mathbf{R}, z) \simeq e^{i\mathbf{K}_i \cdot \mathbf{R} + k_{zi}z} \times (1 - i2k_{zi}s(\mathbf{R}_i)) \quad (1.50)$$

On définit la fonction de cohérence *transverse* du champ atomique réfléchi à une hauteur z fixée de la manière suivante [34] :

$$\Gamma(\mathbf{R}, z; \mathbf{R}', z) = \langle \psi_{\text{ref}}^*(\mathbf{R}, z) \psi_{\text{ref}}(\mathbf{R}', z) \rangle. \quad (1.51)$$

Cette fonction ne dépend que de la grandeur $\mathbf{R} - \mathbf{R}'$ (puisque pour une faible rugosité, $\theta_i \simeq \theta_f$ et $\mathbf{R}_i - \mathbf{R}'_i \simeq \mathbf{R} - \mathbf{R}'$). On peut montrer que lorsque l'on calcule la transformée de Fourier de cette fonction par rapport à la variable $\mathbf{R} - \mathbf{R}'$, on obtient la distribution moyenne du flux réfléchi en fonction de \mathbf{K}_f (résultat analogue au théorème de Wiener-Khintchine) [45].

En utilisant le développement du champ réfléchi (1.50), on trouve pour la fonction de cohérence :

$$\Gamma(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = e^{i\mathbf{K}_i \cdot (\mathbf{R}' - \mathbf{R})} (1 + 4k_{zi}^2 C(\mathbf{R} - \mathbf{R}')). \quad (1.52)$$

On obtient la distribution moyenne du flux réfléchi $\rho(\mathbf{K}_f)$ en prenant la transformée de Fourier de la fonction précédente avec comme variable conjuguée \mathbf{K}_f . La probabilité différentielle pour que l'onde réfléchie ait un vecteur d'onde \mathbf{K}_f est alors égale à [45] :

$$\left\langle \frac{dw}{d\mathbf{K}_f} \right\rangle = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{k_{zf}}{k_{zi}} \rho(\mathbf{K}_f) = \left\langle \frac{dw}{d\mathbf{K}_f} \right\rangle_{\text{spec}} + \left\langle \frac{dw}{d\mathbf{K}_f} \right\rangle_{\text{diff}} \quad (1.53)$$

avec

$$\left\langle \frac{dw}{d\mathbf{K}_f} \right\rangle_{\text{spec}} \propto \delta(\mathbf{K}_f - \mathbf{K}_i) \quad (1.54)$$

$$\left\langle \frac{dw}{d\mathbf{K}_f} \right\rangle_{\text{diff}} = \frac{4k_{zi}k_{zf}}{(2\pi)^2} P_S(\mathbf{K}_f - \mathbf{K}_i). \quad (1.55)$$

Les équations (1.53), (1.54) et (1.55) indiquent que la distribution en vitesse de l'onde atomique réfléchie est constituée de deux composantes : un pic infiniment fin correspondant à une **réflexion spéculaire** et un terme correspondant à un **fond diffus**. La distribution en vitesse de l'onde atomique réfléchie de manière diffuse donne une information directe sur la densité spectrale de la rugosité de surface.

- Pour caractériser la qualité du miroir, il semble naturel de considérer **la probabilité totale de réflexion diffuse** w_{diff} . Pour calculer cette probabilité, il suffit d'intégrer le terme (1.55) sur tous les vecteurs d'onde \mathbf{K}_f possibles. On trouve que cette probabilité totale est égale à :

$$w_{\text{diff}} = (2k_{zi}\sigma_{\text{eff}})^2 = (4\pi \cos \theta_i \frac{\sigma_{\text{eff}}}{\lambda_{\text{dB}}})^2. \quad (1.56)$$

La rugosité effective σ_{eff} est définie par :

$$\sigma_{\text{eff}}^2(\theta_i) = \int_{|\mathbf{K}_f| < k_{\text{dB}}} \frac{\cos \theta_f}{\cos \theta_i} P_S(\mathbf{K}_f - \mathbf{K}_i) \frac{d\mathbf{K}_f}{(2\pi)^2}, \quad (1.57)$$

où $k_{\text{dB}} = 2\pi/\lambda_{\text{dB}}$. L'angle θ_i (respectivement θ_f) est l'angle entre le vecteur d'onde atomique initial (respectivement final) et l'axe vertical Oz.

Remarquons que l'on ne doit pas considérer dans la densité spectrale de rugosité $P_S(\mathbf{Q})$, des fréquences spatiales trop grandes (on doit effectuer une coupure). L'onde atomique incidente n'est pas sensible en effet à des fréquences spatiales Q trop élevées telles que $Q \geq k_{\text{dB}}$. Dans nos expériences $k_{\text{dB}} \simeq 100k_0$.

Il ressort de l'équation (1.56) que le rapport $(4\pi\sigma_{\text{eff}})/\lambda_{\text{dB}}$ caractérise la non-spécularité du miroir. Si la longueur d'onde atomique λ_{dB} est beaucoup plus grande que la rugosité effective ($\sigma_{\text{eff}}/\lambda_{\text{dB}} \ll 1$), la réflexion est quasiment spéculaire. Lorsque le rapport $\sigma_{\text{eff}}/\lambda_{\text{dB}}$ augmente, la composante diffuse de la réflexion devient de plus en plus importante. Enfin, nous pouvons noter que le facteur $\cos \theta_i$ qui intervient dans l'équation (1.56) décrit un effet de parallaxe : la rugosité du miroir vue par un atome arrivant sur le miroir sous une incidence oblique est plus petite que la rugosité réelle du miroir.

Les résultats obtenus précédemment sont bien connus dans le contexte de la caractérisation de surfaces par diffusion de la lumière [46, 47]. Deux méthodes sont notamment utilisées dans ce domaine : *total integrated scattering* (TIS) et *angle-resolved scattering* (ARS). Ces deux méthodes donnent des informations différentes sur la qualité du substrat. La première d'entre elles consiste à mesurer la quantité de lumière réfléchie de manière diffuse par la surface étudiée et celle ayant effectué une réflexion spéculaire. (On appelle TIS plus exactement la fraction de la lumière réfléchie de manière diffuse sur la quantité totale de lumière réfléchie). En utilisant une équation équivalente à l'équation 1.56, on a alors accès directement à la **rugosité** de la surface. La deuxième méthode consiste à étudier plus précisément la distribution angulaire de la lumière réfléchie de manière diffuse. En utilisant une équation analogue à l'équation 1.55, on peut mesurer directement la **densité spectrale de rugosité**.

On peut comprendre l'expérience que nous avons réalisée comme étant l'analogie en optique atomique de ces expériences d'optique. Nous utilisons les atomes froids comme sonde de la rugosité de surface du miroir lumineux. Dans nos expériences, la longueur d'onde de de Broglie des atomes arrivant sur le miroir est typiquement de l'ordre de $\lambda_{\text{dB}} \sim 7.5$ nm, et pour des rugosités très inférieures au nanomètre, on s'attend à observer une réflexion spéculaire pure.

Remarque :

Dans le cas général, où la rugosité du miroir n'est pas très inférieure à la longueur d'onde atomique de de Broglie, on peut montrer que la probabilité de réflexion spéculaire w_{spec} (égale

aussi à $1 - w_{\text{diff}}$) s'écrit [48, 49] après avoir moyenné sur l'ensemble statistique de la rugosité de surface :

$$w_{\text{spec}} = e^{-4k_{\text{zi}}^2 \sigma_{\text{eff}}^2}. \quad (1.58)$$

On retrouve l'expression (1.56) de w_{diff} dans la limite d'une rugosité faible devant λ_{dB} . Dans le cas général, la probabilité de réflexion spéculaire décroît donc exponentiellement en fonction du carré de la rugosité. Cette équation (1.58) traduit un phénomène physique similaire à un phénomène rencontré dans le contexte de la diffraction des rayons X par un cristal à température non-nulle [50]. À température non nulle, les centres diffuseurs d'un cristal se déplacent et en moyennant sur les mouvements de ces centres, on trouve que l'amplitude diffusée est donnée par le facteur de Debye-Waller $e^{-W_{\text{DW}}}$.

1.2.3 Réflexion d'atomes sur le potentiel réel

Nous allons maintenant prendre en compte les caractéristiques réelles du potentiel créé par le miroir. Le potentiel dipolaire avec lequel interagissent les atomes n'est pas un saut infini, mais il varie sur une échelle de l'ordre de κ^{-1} . On ne peut donc plus utiliser *a priori* le modèle du *miroir dur rugueux*.

- Présentons d'abord trois phénomènes physiques qui peuvent induire de la rugosité sur les potentiels considérés.

(i) La rugosité de surface du prisme peut induire une rugosité dans le potentiel d'interaction de van der Waals. L'origine physique de ce potentiel repose sur l'existence de fluctuations quantiques du moment dipolaire de l'atome. Le dipôle instantané non nul de l'atome interagit avec son image dans le diélectrique. La rugosité du substrat modifie l'image qu'aurait le dipôle dans le cas d'un substrat plan idéal et induit une rugosité dans le potentiel de van der Waals, qui n'est plus invariant par translation parallèlement à la surface.

(ii) Lorsque le substrat sur lequel on crée l'onde évanescente est rugueux, le champ lumineux de l'onde évanescente à la surface du prisme peut être diffusé par la rugosité du substrat. Le champ lumineux diffusé contient à la fois des ondes évanescentes et des ondes planes homogènes. Le champ diffusé peut interférer avec l'onde évanescente³. Le potentiel dipolaire créé par le miroir peut alors présenter une modulation spatiale.

(iii) Remarquons aussi que de la même manière, si de la **lumière parasite** est présente dans la chambre d'expérimentation, un potentiel rugueux peut être induit à la suite de l'interférence entre l'onde évanescente et la lumière parasite.

- Dans le cas où la rugosité des potentiels est faible devant la longueur d'onde de de Broglie des atomes incidents, les références [45, 51] ont montré que pour la réflexion d'atomes sur le

³Le potentiel dipolaire créé par l'interférence entre deux ondes diffusées n'est pas pris en compte ici. Proche de la surface du prisme ce potentiel est négligeable (terme du second ordre). Ce potentiel peut par contre être non négligeable loin de la surface du miroir si les ondes diffusées sont propagantes.

potentiel réel, tout se passe comme si les atomes rebondissent sur un *miroir dur rugueux* de rugosité effective σ_{eff} . On peut montrer, qu'en incidence normale, le miroir dur rugueux est situé sur la surface des points de rebroussement. On peut évaluer la rugosité effective σ_{eff} du potentiel créé par le miroir induite par le potentiel de van der Waals rugueux et le potentiel dipolaire rugueux séparément de la manière suivante.

(i) Lorsque l'on évalue la contribution du potentiel de van der Waals rugueux à la réflexion diffuse, la référence [51] montre que la rugosité effective σ_{eff} du *miroir dur rugueux* est beaucoup plus petite que la rugosité σ du substrat lorsque l'atome rebrousse chemin à une distance où le potentiel de van der Waals est négligeable devant l'énergie incidente de l'atome. Ce résultat n'est pas surprenant puisque le potentiel de van der Waals est alors négligeable devant le potentiel dipolaire tout au long de la trajectoire atomique. En revanche, pour une énergie incidente du même ordre de grandeur que l'interaction de van der Waals au point de rebroussement, la rugosité effective σ_{eff} devient de l'ordre de grandeur de la rugosité σ du substrat. La rugosité du miroir à atomes due au potentiel de van der Waals rugueux⁴ est en effet de l'ordre de :

$$\sigma_{\text{eff}}^{\text{vdW}} \sim \frac{|U_{\text{vdw}}(z_{\text{reb}})|}{E_{\text{in}}} \sigma_{[0,1/z_{\text{reb}}]}, \quad (1.59)$$

où $\sigma_{[0,1/z_{\text{reb}}]}$ représente la rugosité de surface dans la gamme des fréquences spatiales comprises entre $0k_0$ et $1/z_{\text{reb}}$.

(ii) Lorsque l'on évalue la contribution du potentiel dipolaire rugueux à la réflexion diffuse, la référence [51] montre que la rugosité effective σ_{eff} du potentiel dipolaire rugueux est du même ordre de grandeur que la rugosité σ du substrat. La rugosité effective σ_{eff} est au minimum égale à σ lorsque le point de rebroussement est proche de la surface du prisme. Elle augmente lorsque le point de rebroussement s'éloigne du substrat. Pour comprendre que la rugosité effective augmente lorsque le point de rebroussement s'éloigne de la surface, il suffit de considérer que la rugosité du potentiel correspond au contraste du réseau lumineux créé par l'interférence entre le champ lumineux évanescent et le champ diffusé. Le champ diffusé décroissant moins vite que l'onde évanescente du miroir, lorsque l'on s'éloigne de la surface, le contraste augmente et donc la rugosité effective aussi.

- Dans les expériences que l'on a réalisées, au centre de la tache laser du miroir, les atomes rebondissent assez loin de la barrière de potentiel : $z_{\text{reb}} \sim 0.15\lambda_0$ et le sommet de la barrière est situé à $z = 0.04\lambda_0$ (pour un désaccord $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$ de 2.5 GHz et un faisceau laser incident sur le prisme polarisé TM et d'intensité au centre 430 W.cm^{-2}). La rugosité induite par le substrat rugueux sur l'interaction de van der Waals joue donc un rôle négligeable pour ces atomes, puisque le potentiel de van der Waals est négligeable devant le potentiel dipolaire tout au long de la trajectoire (voir figure 1.6) (en utilisant l'équation (1.59), on peut évaluer que $\sigma_{\text{eff}}^{\text{vdW}} \sim 0.02\sigma_{[0,1/z_{\text{reb}}]}$, avec $1/z_{\text{reb}} \sim k_0$ pour les paramètres expérimentaux précédemment mentionnés). Celle induite par le potentiel dipolaire rugueux est de l'ordre de grandeur de la rugosité du substrat.

⁴Pour ces calculs, on a utilisé l'approximation de Lennard-Jones pour le potentiel de van der Waals.

Considérons maintenant les atomes qui rebondissent en dehors du centre du miroir. On peut calculer en utilisant l'équation (1.59) et en effectuant un moyennage sur la surface effective du miroir (voir paragraphe 2.4.2) que la rugosité du potentiel du miroir induite par le potentiel de van der Waals rugueux est de l'ordre 13% de la rugosité du substrat σ . Cette rugosité est donc négligeable par rapport à la rugosité induite par le potentiel dipolaire rugueux qui est au minimum égale à la rugosité du substrat. Dans la suite, on ne va donc considérer que la rugosité du potentiel induite par le potentiel dipolaire rugueux et que les atomes rebondissant au centre du miroir.

Le miroir réel étant équivalent à un *miroir dur rugueux*, dans la limite de faible rugosité par rapport à la longueur d'onde de de Broglie atomique, la distribution en vitesse des atomes réfléchis comporte donc deux composantes : un pic spéculaire et un fond diffus.

1.2.3.1 Evaluation de la réflexion diffuse dans nos expériences

Pour évaluer la rugosité effective du potentiel dipolaire, la référence [51] a utilisé l'approximation de Rayleigh pour calculer les ondes lumineuses diffusées par le substrat. Cette approximation consiste à développer les champs propageants ou évanescents au-dessus de la surface en composantes de Fourier. Les différents coefficients de Fourier sont ensuite déterminés en écrivant la relation de continuité des champs au niveau de la surface. Nous allons utiliser les calculs effectués par la référence [51] dans l'approximation de Born.

Dans le domaine où l'approximation de Born n'est plus valable, la référence [51] a aussi calculé la distribution angulaire des atomes réfléchis en utilisant l'approximation du réseau de phase mince [51]. Le miroir est alors considéré comme un réseau de diffraction contenant plusieurs fréquences spatiales. Lorsque le contraste de ce réseau est fort, plusieurs ordres de diffraction peuvent être peuplés par les atomes qui rebondissent [16]. Le fond diffus de la distribution angulaire devient de plus en plus large et important pendant que le pic spéculaire disparaît.

Dans les expériences que nous avons réalisées, les atomes tombent sous incidence normale sur le miroir donc $\theta_i = 0^\circ$. La longueur d'onde de de Broglie des atomes est égale à $\lambda_{dB} \sim 7.5$ nm.

Il est d'abord important de connaître les ordres de grandeurs de la quantité $(4\pi\frac{\sigma}{\lambda_{dB}})^2$ qui est égale à la probabilité totale de réflexion diffuse w_{diff} lorsque le miroir a une rugosité σ petite devant $\lambda_{dB}/4\pi$ dans le modèle du *miroir dur rugueux*. Le tableau suivant donne les valeurs numériques de cette quantité pour différentes rugosités σ .

σ (nm)	0.05	0.1	0.15	0.2	0.25
$(4\pi\sigma/\lambda_{dB})^2$	0.0072	0.029	0.065	0.12	0.18

TAB. 1.1: Evaluation de probabilité totale de réflexion diffuse w_{diff} dans le modèle du *miroir dur rugueux* lorsque le miroir a une rugosité σ faible.

Le prisme utilisé a une rugosité de l'ordre de $\sigma \simeq 0.15$ nm. Si le potentiel créé par le miroir a une rugosité égale à la rugosité du substrat, on s'attend donc que la probabilité de réflexion diffuse est de l'ordre de 6.5%.

En reprenant les calculs exacts de la référence [51] et en considérant la densité spectrale $P_S(\mathbf{Q})$ associée au substrat donnée par l'équation (1.48), on peut facilement calculer exactement la probabilité totale de réflexion diffuse dans l'approximation de Born.

La densité spectrale a été mesurée à partir d'une fréquence spatiale égale à $0.01 k_0$ (voir partie 1.2.1). Supposons que la loi de puissance donnée dans l'équation (1.48) soit encore vraie en-dessous de cette fréquence spatiale. Le traitement statistique de la surface n'a pas de signification pour des fréquences spatiales trop petites car le miroir a une taille finie. Si on suppose que le miroir a une taille de l'ordre du millimètre, ce qui est le cas dans notre expérience, on doit considérer des fréquences spatiales supérieures à $k = \frac{2\pi}{10^{-3}} \simeq 7 \times 10^{-4} k_0$. Pour le calcul, en-dessous de cette fréquence spatiale, on prolonge la densité spectrale P_S en supposant qu'elle est constante (voir figure 1.9).

En procédant ainsi et en intégrant la probabilité de réflexion diffuse différentielle sur tous les vecteurs d'onde \mathbf{Q} possibles, on calcule pour la probabilité totale de réflexion diffuse : $w_{\text{diff}} \simeq 7\%$ pour les paramètres expérimentaux typiques utilisés (intensité au centre du faisceau incident polarisé TM = 430 W.cm^{-2} , $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 2.5 \text{ GHz}$). On constate *a posteriori* que cette valeur vérifiant $w_{\text{diff}} \ll 1$, l'approximation de Born est ici valable.

On déduit de ces calculs que la réflexion d'atomes sur le miroir utilisé dans nos expériences va être essentiellement spéculaire. S'il y a un peu de réflexion diffuse, la forme du fond diffus est liée à la forme de la densité spectrale de rugosité.

Remarque :

Nous n'avons pas tenu compte dans les études précédentes de l'absorption éventuelle de photons par les atomes dans l'onde évanescente quasi-résonnante suivies d'émissions spontanées. De tels processus peuvent aussi induire un élargissement de la distribution en vitesse des atomes au cours du rebond.

Le nombre d'émissions spontanées au cours du rebond sera évalué dans le chapitre 2. Ces processus peuvent être en principe minimisés en choisissant un désaccord $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$ suffisamment élevé de manière à travailler loin de la résonance atomique.

1.2.4 Conclusion

On a démontré que lorsque l'on considère un *miroir dur rugueux* et lorsque la rugosité du miroir est faible par rapport à la longueur d'onde atomique, la distribution en vitesse des atomes après le rebond est constituée de deux composantes : un pic spéculaire et un fond diffus. La forme du fond diffus est donnée par la densité spectrale de rugosité du substrat P_S .

Pour le miroir réel, dans la limite d'une rugosité faible, tout se passe comme si les atomes rebondissent sur un *miroir dur rugueux* dont la rugosité effective est de l'ordre de grandeur de la rugosité du substrat.

Dans le modèle développé, nous avons constaté que, sur le miroir étudié dans nos expériences, la réflexion attendue d'atomes est essentiellement spéculaire.

1.3 Expériences déjà réalisées dans le laboratoire

Des études sur la rugosité de miroirs atomiques ont déjà été développées dans notre laboratoire sur le miroir à onde évanescente et sur un miroir magnétique. Le but de cette partie est de positionner le travail présenté dans ce mémoire dans le contexte des expériences précédentes. On va voir d'autre part, après avoir considéré théoriquement la réflexion diffuse, comment on peut caractériser et déterminer expérimentalement la rugosité d'un miroir atomique.

Trois séries d'expériences vont ici être exposées brièvement. Dans un premier temps, les résultats bruts associées aux différentes expériences vont être donnés, tels qu'ils sont présentés dans les articles publiés. Tous les résultats seront ensuite mis en perspective dans la partie 1.3.3.

Ayant participé largement aux expériences évoquées dans l'introduction générale sur le miroir magnétique, nous allons d'abord présenter ces expériences pour décrire le dispositif expérimental utilisé et les méthodes de mesure de la rugosité d'un miroir atomique. On pourra trouver plus de détails sur ces travaux dans les références [30], [24] et [25]. Nous avons reproduit la référence [24] dans l'annexe F.

Nous allons ensuite rappeler les études réalisées sur la rugosité de différents miroirs lumineux. Ces expériences sont détaillées dans la référence [22].

Enfin l'expérience portant sur la diffraction atomique par un réseau lumineux en incidence normale va être évoquée. Ces travaux figurent dans les références [32] et [16].

1.3.1 Dispositif expérimental utilisé dans les expériences précédentes

Le miroir magnétique que nous avons étudié est un miroir constitué de fils d'or déposés sur un substrat de saphir et parcourus par un courant électrique [26]. Ce travail a été réalisé dans le cadre d'une collaboration NSF/CNRS avec deux laboratoires étrangers : un laboratoire de l'Université d'Harvard⁵ et un autre au N.I.S.T.⁶. Le principe de fonctionnement d'un miroir magnétique repose sur l'interaction entre le dipôle magnétique permanent de l'atome et le champ magnétique créé par le miroir. Avec des techniques d'imagerie, nous avons pu identifier les paramètres importants qui déterminent la rugosité d'un tel miroir.

Le dispositif expérimental utilisé pour ces travaux est présenté sur la figure 1.11. Des atomes initialement accumulés dans un piège magnéto-optique sont lâchés 20 mm au-dessus du miroir.

⁵Department of Physics, Harvard University, Cambridge, MA, 02138, U.S.A.

⁶Atomic Physics Division, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 20899, U.S.A.

Pour mesurer la rugosité du miroir, l'expansion du nuage atomique après le rebond a été observée à l'aide d'une caméra CCD en imageant la fluorescence des atomes passant à travers un faisceau sonde résonnant. En mesurant précisément l'expansion du nuage, on peut avoir accès directement à la rugosité du miroir. La mesure de la rugosité est d'autant moins précise que la distribution en vitesse initiale des atomes, elle même responsable d'une expansion, est large. Pour avoir une bonne résolution dans ces expériences, il est donc nécessaire de faire une sélection de la distribution en vitesse initiale des atomes.

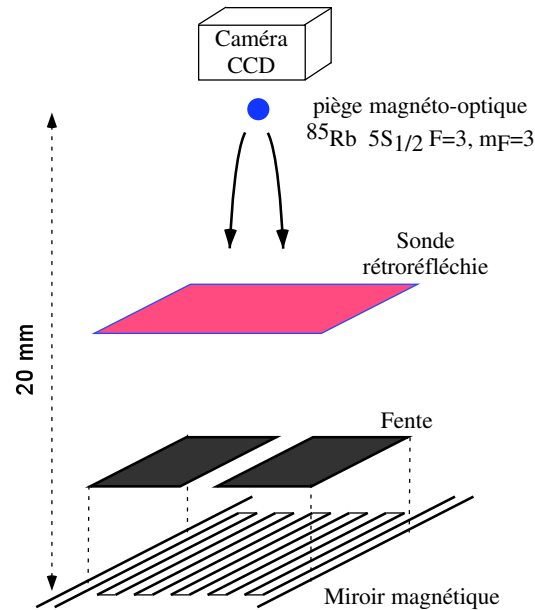


FIG. 1.11: *Dispositif expérimental utilisé pour les expériences portant sur l'étude de la rugosité du miroir magnétique. La fente au-dessus du miroir a une largeur de 1 mm et est utilisée pour réaliser une sélection en vitesse sur le nuage atomique avant le rebond. On image la fluorescence des atomes lorsque ces derniers passent à travers un faisceau sonde résonnant à l'aide d'une caméra CCD refroidie.*

Pour **sélectionner** une classe de vitesse sur le nuage atomique avant rebond, une sélection spatiale à l'aide de deux fentes a été réalisée : la première *fente* est donnée par la taille du piège, la deuxième fente est réalisée à l'aide de joints Viton et est placée 3 mm au-dessus du miroir. La largeur à mi-hauteur du piège étant de l'ordre du mm, la fente en Viton a également été choisie de largeur 1 mm. L'utilisation d'une fente plus étroite conduirait en une perte importante d'atomes du fait de la sélection spatiale pour un gain sur la sélection en vitesse d'au plus un facteur 2.

Pour mesurer la rugosité du miroir en étudiant **la distribution en vitesse** après le rebond, la fonction de résolution de notre expérience a été évaluée numériquement. La taille qu'aurait

le nuage atomique si le miroir était parfaitement plat a été calculée en utilisant une simulation Monte Carlo prenant en compte la distribution initiale en vitesse du piège, sa taille initiale, la distance séparant le piège du miroir, la présence de la fente et enfin le temps séparant le rebond et la détection dans la sonde. Pour avoir accès à l'étalement du nuage provoqué par la rugosité du miroir, nous avons soustrait à la taille du nuage mesurée sur les images après le rebond, la taille calculée pour un miroir plan en prenant en compte la perturbation induite par la sonde sur les atomes.

Nous avons étudié l'influence des paramètres suivants sur la rugosité du miroir : l'intensité du courant dans les fils, la parité du nombre de fils, le rôle de fils de garde qui compensent la taille finie du miroir, la présence d'un champ magnétique résiduel. Lorsque l'on change l'intensité du courant, l'amplitude du champ magnétique créé par le miroir est modifiée. Plus le courant est élevé, plus les atomes rebondissent loin du miroir. En faisant varier l'intensité du courant dans les fils, la rugosité du potentiel en fonction de la distance au miroir a donc été étudiée. Près du miroir, nous avons vérifié expérimentalement que la rugosité est dominée par les harmoniques d'ordre supérieur par rapport à la période fondamentale⁷ dans la distribution en courant [52]. Ces harmoniques dépendent de manière critique de la forme des fils. Loin du miroir, la rugosité est dominée par des effets de bords dus à la taille finie du miroir. Nous avons vérifié expérimentalement que cette rugosité est plus importante dans le cas d'un nombre impair de fils que dans le cas d'un nombre pair, ce qui se comprend par des considérations de symétrie. Cette rugosité peut être diminuée en rajoutant des fils de garde qui compensent (à l'ordre le plus bas) les effets de taille finie du miroir. Enfin, la planéité du miroir est très sensible à des champs magnétiques parasites pouvant modifier les lignes de champ créées par ce dernier et introduire ainsi de la rugosité.

Enfin, en définissant la rugosité d'un miroir atomique comme la déviation angulaire rms d'une surface effective réfléchissante par rapport à une surface parfaitement plane, la rugosité minimale mesurée est de 13 mrad pour un miroir compensé des effets de taille finie. Notons que cette valeur est plus forte que la prédiction théorique. Pour expliquer cette observation, on peut invoquer soit la présence de champs magnétiques parasites, soit des irrégularités dans la forme des fils du miroir. Des études restent à réaliser pour étudier ce point, et donc pour améliorer les miroirs magnétiques de ce type.

1.3.2 Résumé des résultats antérieurs sur le miroir lumineux

Le dispositif utilisé lors des expériences utilisant le miroir lumineux est très similaire au dispositif que nous venons de décrire. Le miroir magnétique sur la figure 1.11 est remplacé par le miroir lumineux, le faisceau laser effectuant la réflexion totale à l'intérieur du prisme est issu d'un laser Titane:Saphir. Ce faisceau n'est appliqué que pendant le temps du rebond du nuage atomique

⁷La période fondamentale de la distribution est égale à la distance entre deux paires de fils.

sur le miroir. Pour réaliser la sélection en vitesse avant le rebond une fente d'une largeur de 1 mm fut imagée dans le plan de la surface réfléchissante du prisme. La fonction de résolution pour étudier la rugosité des différents miroirs lumineux a aussi été calculée par simulation Monte Carlo.

Etudes de la rugosité

Les premières expériences portant sur l'étude de la rugosité de différents miroirs lumineux ont été menées en 1996. Ces expériences utilisent les mêmes méthodes de mesure que celles qui ont été décrites précédemment avec le miroir magnétique. Trois prismes différents ont été étudiés : un prisme A réalisé à base de substrat TaFD30, un prisme B fait à partir de LASFN18 et un prisme C fait aussi à partir de LASFN18 mais sur lequel, on a rajouté une couche de SiO₂ et une couche de TiO₂. Cette dernière couche joue le rôle d'un guide d'onde qui exalte l'amplitude de l'onde évanescente. Ce prisme est décrit en détail dans les références [53] et [54]. Le prisme A a été fabriqué par la société General Optics aux Etats Unis et est superpoli. Les deux prismes B et C ont été polis ensemble à l'Institut d'Optique. A l'aide du profilomètre Zygo dont les caractéristiques ont déjà été évoquées dans la partie 1.2.1, on a mesuré les rugosités suivantes : $\sigma_{[0.01k_0, 0.5k_0]} = 0.12$ nm pour le prisme A et $\sigma_{[0.01k_0, 0.5k_0]} = 0.25$ nm pour le prisme B⁸. De même avec le microscope à force atomique (images carrées de côté 7.5 μ m), les rugosités $\sigma_{[0.1k_0, 10k_0]}$ suivantes ont été mesurées pour respectivement les prismes A, B et C : 0.09 nm, 0.2 nm, 0.23 nm. La densité spectrale de la rugosité de chacun des prismes est bien ajustée par une loi de puissance similaire à la formule (1.48).

Seul le prisme A a donné une évolution du nuage atomique au cours de la réflexion compatible avec un rebond spéculaire, dans la limite de résolution de l'expérience. La fonction de résolution de l'expérience, calculée pour un miroir plan, correspond à une distribution en vitesse transverse pour les atomes après rebond de largeur à mi-hauteur 2 cm/s. Pour analyser quantitativement les données expérimentales associées aux autres prismes, on a effectué un calcul numérique Monte Carlo dans lequel le miroir rajoute une distribution en vitesse gaussienne avec une valeur rms entre 1 et 5 v_{rec} . Pour obtenir des calculs cohérents avec l'évolution du nuage après réflexion mesurée sur les prismes B et C, la vitesse transverse rms à ajouter au moment du rebond est comprise entre 4 et 5 v_{rec} alors que le prisme A ajoute une vitesse comprise entre 0 et 2 v_{rec} .

Expérimentalement, on a vérifié que l'émission spontanée joue un rôle négligeable au cours du rebond. Dans le cas du prisme C, on a montré qu'elle n'est pas responsable de la non-spécularité du rebond⁹.

Dans ces expériences, la réflexion diffuse atomique paraît être corrélée à la valeur rms de la

⁸Il n'est pas facile de mesurer la rugosité du prisme C avec le profilomètre optique à cause des couches diélectriques présentes sur le prisme qui sont à l'origine de multiples réflexions.

⁹En variant le désaccord et la durée de l'impulsion temporelle du laser Ti:Sa aucune modification n'a été observée sur la taille du nuage atomique après rebond.

rugosité de surface des prismes. Le prisme C dont le guide d'onde diélectrique à sa surface exalte uniquement l'onde évanescente (environ d'un facteur 1000) a conduit à un rebond similaire à celui du prisme B. L'hypothèse de la présence d'une lumière diffusée par la masse du verre induisant une rugosité semble être écartée.

Diffraction en incidence normale

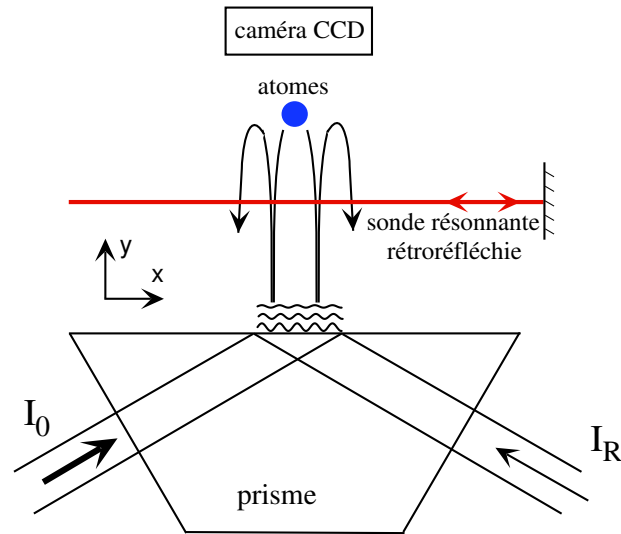


FIG. 1.12: *Dispositif utilisé pour l'expérience de diffraction atomique en incidence normale. L'intensité de l'onde lumineuse réfléchie I_R est beaucoup plus faible que l'intensité de l'onde lumineuse incidente I_0 . Les deux ondes évanescentes interfèrent et créent un réseau lumineux de faible contraste. L'évolution du nuage atomique est observée en imageant la fluorescence des atomes passant à travers un faisceau sonde résonnant rétro-réfléchi à l'aide d'une caméra CCD.*

Intéressons-nous maintenant aux expériences de diffraction atomique par un réseau lumineux en incidence normale. Pour réaliser un réseau lumineux, une faible fraction du faisceau du laser Ti:Sa ayant subi la réflexion totale est rétro-réfléchi (voir figure 1.12). Une onde stationnaire est alors créée à la surface du prisme. Le potentiel dipolaire vu par les atomes a l'expression suivante :

$$U(x, z) = U_0 e^{-2\kappa z} \left(1 + \epsilon \cos(2k_x x) \right), \quad (1.60)$$

où ϵ est le contraste des franges d'interférences et les grandeurs κ et k_x ont déjà été définies au début du chapitre dans la partie 1.1.1. Le contraste ϵ est relié au rapport $R = I_R/I_0$ de l'intensité lumineuse rétro-réfléchi I_R sur l'intensité incidente I_0 par la relation $\epsilon = 2\sqrt{R}/(1 + R)$.

Comme pour les expériences précédemment décrites, le nuage atomique après rebond est observé en imageant la fluorescence des atomes passant à travers un faisceau sonde résonnant. De la diffraction atomique a été observée pour une modulation spatiale du potentiel très faible. Pour

un contraste de l'ordre de 1.5% soit pour un rapport $R = I_R/I_0 = 5.6 \times 10^{-5}$, 66% des atomes sont diffractés dans les ordres ± 1 . Pour comprendre ce résultat, il faut se rappeler que la phase qui intervient dans le problème est la phase accumulée par l'atome au cours du rebond. Les surfaces équipotentielles du miroir étant sinusoïdales de hauteur pic à pic égale à $\Delta z = \epsilon/\kappa$, où ϵ est le contraste de réseau lumineux, cette phase est égale à :

$$\phi = \frac{2\pi\Delta z}{\lambda_{dB}} = \epsilon \frac{P_z}{\hbar\kappa}. \quad (1.61)$$

Dans l'équation précédente $P_z = 87\hbar\kappa$ est la quantité de mouvement atomique dans la direction verticale. On voit ici que pour que la phase accumulée par l'atome de l'ordre de 1 radian, on doit avoir $\epsilon \simeq 10^{-2}$. Un tel contraste correspond à un coefficient de réflexion R de l'ordre de 10^{-4} .

Chaque ordre de diffraction est décalé de $2\hbar k_x$ par rapport à l'ordre qui le précède. On peut comprendre cela en interprétant la diffraction comme résultant de l'absorption d'un photon et de l'émission stimulée d'un autre dans les ondes évanescentes qui interfèrent. Dans ces expériences, la résolution n'était pas suffisante pour distinguer les différents ordres de diffraction. La fonction de résolution, déterminée expérimentalement en étudiant la forme du nuage atomique en l'absence de rétrodiffraction du laser Ti:Sa, avait en effet une largeur à mi-hauteur de $3.4 \hbar k_x$ dans l'espace des vitesses ($k_x \simeq 1.5k_0$).

Pour interpréter quantitativement les résultats, une étude prenant en compte l'interaction de van der Waals a été développée sur l'expérience. Cette étude basée sur la théorie scalaire de la diffraction atomique par un réseau de phase mince était en très bon accord avec les résultats expérimentaux [55].

1.3.3 Bilan des études précédentes

- Pour comparer les résultats des différentes expériences, il est intéressant d'utiliser des unités communes aux différents travaux.

La rugosité d'un miroir atomique a été caractérisée soit en considérant l'angle de déviation rms σ_θ d'une surface effective réfléchissante par rapport au plan horizontal (dans le cas du miroir magnétique), soit par la vitesse transverse rms v_{rms} acquise par un atome au cours du rebond (dans le cas des miroirs lumineux). Il est utile de considérer la relation existant entre les deux grandeurs précédentes :

$$\sigma_\theta = \frac{1}{2} \frac{v_{rms}}{v_{in}}. \quad (1.62)$$

Dans la formule précédente, v_{in} est la vitesse verticale moyenne des atomes arrivant sur le miroir. Cette vitesse dépend uniquement de la distance d entre le piège magnéto-optique et le miroir, variant entre 15 mm et 20 mm suivant les expériences ($v_{in} = \sqrt{2gd}$).

Ainsi, la plus petite rugosité mesurée dans le cas du miroir magnétique est caractérisée par la grandeur $\sigma_\theta = 13$ mrad ou de manière équivalente par la grandeur $v_{rms} = 2.7 v_{rec}$. Pour le miroir lumineux réalisé avec le prisme A, si on considère que le calcul théorique, supposant que le miroir ajoute une vitesse rms v_{rms} au cours du rebond comprise entre 0 et $1 v_{rec}$, est en bon

accord avec les résultats expérimentaux, on trouve que la rugosité du miroir est comprise entre 0 et 5.5 mrad. Si on compare cette dernière valeur aux autres rugosités mesurées pour d'autres miroirs (magnétiques), on peut constater que le miroir lumineux réalisé avec le prisme A est un des meilleurs miroirs du point de vue de sa rugosité (voir introduction générale).

- Il découle des expériences précédentes, que les miroirs atomiques à onde évanescente sont très sensibles à la lumière parasite. A travers les expériences sur la diffraction atomique en incidence normale, on a vu qu'il suffit d'avoir une lumière rétro-réfléchie dont l'intensité est 6 ordres de grandeur en-dessous de l'intensité de l'onde évanescente pour faire diffracter plus de la moitié des atomes.

Les expériences portant sur l'étude de la rugosité de différents miroirs lumineux et celles sur la diffraction atomique sont très proches dans la mesure où le réseau lumineux sur le prisme est un cas particulier de rugosité contenant une seule fréquence spatiale.

- Au regard des expériences précédentes, il est donc intéressant de poursuivre les études sur la rugosité des miroirs lumineux. Pour mieux comprendre les phénomènes physiques qui rentrent en jeu, il semble utile de reprendre ces études avec une meilleure résolution. La structure de la distribution en vitesse des atomes ayant rebondi pourra ainsi être étudiée plus précisément. On pourra reprendre aussi les expériences sur la diffraction atomique et distinguer les différents ordres de diffraction. Pour avoir une meilleure résolution dans ces différentes expériences, nous avons choisi d'utiliser des transitions Raman sélectives en vitesse pour à la fois améliorer la sélection en vitesse avant rebond et sonder la distribution en vitesse des atomes après rebond.

Chapitre 2

Sélection en vitesse par transitions Raman pour l'étude de la réflexion d'atomes

Il découle du chapitre précédent, que pour poursuivre les études sur la rugosité des miroirs lumineux, il est très intéressant de travailler avec une **meilleure résolution**.

Pour augmenter la résolution des expériences, des transitions Raman sélectives en vitesse sont utilisées [56, 57]. Deux faisceaux laser cohérents en phase contra-propageants induisent une transition Raman à deux photons entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de ^{85}Rb . La condition de résonance pour cette transition est vérifiée uniquement pour une classe de vitesse. La largeur de cette classe de vitesse fixe la résolution de nos mesures et est contrôlée par la durée d'interaction entre les faisceaux et les atomes.

Ces transitions sont utilisées pour **sélectionner** une classe de vitesse avant le rebond dans le nuage atomique issu du piège magnéto-optique. L'utilisation des transitions Raman présente ici un intérêt de taille : en travaillant directement sur l'espace des vitesses, on peut réaliser des sélections aussi fines que désirées (en contrôlant la durée de l'interaction), contrairement à la sélection spatiale que nous avons réalisée dans les expériences précédentes (voir partie 1.3).

Ces transitions permettent aussi d'**étudier directement et finement la distribution en vitesse** des atomes après le rebond. La résolution de ces mesures est fixée par la largeur de la sélection induite par les transitions et on n'a plus besoin de calculer théoriquement la fonction de résolution par simulation Monte Carlo. L'effet de la rugosité du miroir sur la distribution en vitesse des atomes après rebond est alors directement étudiée dans l'espace des vitesses contrairement aux expériences précédentes où on étudiait cet effet en observant la distribution spatiale des atomes.

Ce chapitre est consacré à la description du principe des expériences qui ont été réalisées pour étudier la spécularité d'un miroir lumineux. Dans un premier temps, les propriétés importantes

concernant les transitions Raman sont rappelées. La manière dont ont été utilisées ces transitions est ensuite présentée. L'étape du rebond va ensuite être caractérisée en détail. L'étape de la détection va enfin être discutée.

2.1 Principes généraux sur les transitions Raman

2.1.1 Transitions Raman sélectives en vitesse

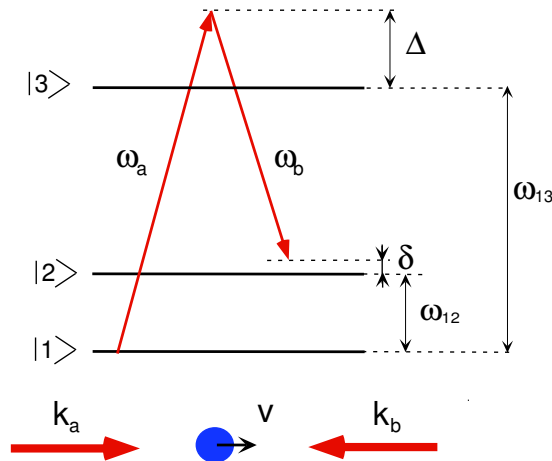


FIG. 2.1: Schéma illustrant une transition Raman pour un atome à trois niveaux.

Considérons un atome à 3 niveaux (voir figure 2.1). Les états $|1\rangle$ et $|2\rangle$ sont des états stables et l'état $|3\rangle$ est un état excité de courte durée de vie. On soumet cet atome à deux champs laser, de vecteurs d'onde \mathbf{k}_a et \mathbf{k}_b , suffisamment désaccordés par rapport aux transitions atomiques $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ et $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ pour que l'on puisse négliger toute émission spontanée. La transition Raman est une transition à deux photons, au cours de laquelle l'atome change de niveau stable. Initialement dans le niveau $|1\rangle$, l'atome absorbe un photon de l'onde \mathbf{k}_a , réémet de manière stimulée un photon dans l'onde \mathbf{k}_b et passe dans le niveau $|2\rangle$. Lorsque les champs laser sont contrapropageants (\mathbf{k}_a et \mathbf{k}_b de direction opposée), les effets Doppler sur chaque fréquence laser s'ajoutent et la condition de résonance d'une telle transition dépend de la vitesse de l'atome. Ces transitions sont donc **sélectives en vitesse**.

La largeur de la classe de vitesse sélectionnée ne dépend que de la durée d'interaction entre l'atome et les champs laser si les niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ ont une durée de vie infinie et si le désaccord δ (défini sur la figure 2.1) est contrôlé à mieux que la largeur de la sélection souhaitée en fréquence. Plus précisément, pour réaliser une sélection en vitesse de l'ordre de la vitesse de recul, le désaccord δ doit être contrôlé à mieux que la dizaine de kHz. Expérimentalement, les deux faisceaux induisant les transitions Raman sont générés par des diodes laser et ont chacun une largeur de raie de l'ordre de 20 MHz. Pour contrôler finement le désaccord δ , ces faisceaux doivent donc être verrouillés en phase. Lorsque ces derniers sont bien cohérents en phase, la largeur des sélections en vitesse

est contrôlée par la durée de l'interaction entre l'atome et les champs laser et elle peut être aussi fine que souhaitée.

Dans la partie 2.1.1.1, nous allons rappeler pourquoi le système (atome à 3 niveaux + 2 champs laser) est complètement équivalent à un système (atome à 2 niveaux + 1 champ laser) avec une pulsation de Rabi effective qui va être déterminée. La condition de résonance de la transition Raman va ensuite être établie. Enfin la forme temporelle de l'impulsion à utiliser dans nos expériences va être discutée.

2.1.1.1 Equations de Schrödinger

L'équation de Schrödinger pour l'atome à trois niveaux de la figure 2.1 va être donnée dans cette partie. Les deux désaccords δ et Δ sont présentés sur la figure 2.1 et sont définis ¹ par :

$$\Delta = \omega_a - \omega_{13} \quad (2.1)$$

$$\text{et } \delta = \omega_a - \omega_b - \omega_{12}. \quad (2.2)$$

Les deux champs laser considérés sont décrits comme suit :

$$\mathbf{E}_a(\mathbf{r}, t) = \mathcal{E}_a \vec{\epsilon}_a (e^{i(\mathbf{k}_a \cdot \mathbf{r} - \omega_a t)} + c.c.) \quad (2.3)$$

$$\mathbf{E}_b(\mathbf{r}, t) = \mathcal{E}_b \vec{\epsilon}_b (e^{i(\mathbf{k}_b \cdot \mathbf{r} - \omega_b t)} + c.c.). \quad (2.4)$$

L'hamiltonien du système est égal à $H = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}$, où \mathbf{d} est le dipôle atomique et où $\mathbf{E} = \mathbf{E}_a(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_b(\mathbf{r}, t)$ est le champ laser total que voit l'atome.

On note les projections du vecteur d'état $|\psi\rangle$ de l'atome sur la base des états atomiques $|i\rangle$ $B_i = \langle i|\psi\rangle$. En supposant que l'émission spontanée est négligeable, l'équation de Schrödinger est donnée par les expressions suivantes [35, 58] :

$$\frac{dB_1}{dt} = \frac{i}{2} \Omega_a^* e^{-i\Delta t} B_3 \quad (2.5)$$

$$\frac{dB_2}{dt} = \frac{i}{2} \Omega_b^* e^{-i(\Delta + \delta_{\text{at}})t} B_3 \quad (2.6)$$

$$\frac{dB_3}{dt} = \frac{i}{2} \Omega_a e^{i\Delta t} B_1 + \frac{i}{2} \Omega_b e^{i(\Delta + \delta_{\text{at}})t} B_2. \quad (2.7)$$

Dans les équations précédentes, la grandeur Ω_a (respectivement Ω_b) est la pulsation de Rabi associée à la transition $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ (respectivement $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$) et au champ laser \mathbf{E}_a (respectivement \mathbf{E}_b) : $\hbar\Omega_a = 2\langle 3|\mathbf{d} \cdot \vec{\epsilon}_a|1\rangle$ et $\hbar\Omega_b = 2\langle 2|\mathbf{d} \cdot \vec{\epsilon}_b|3\rangle$. La grandeur δ_{at} est le **désaccord effectif** de la transition :

$$\delta_{\text{at}} = \delta - \frac{|\Omega_a|^2 - |\Omega_b|^2}{4\Delta} - (\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b) \cdot \mathbf{v} - \frac{\hbar(\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b)^2}{2M}, \quad (2.8)$$

avec M la masse de l'atome et \mathbf{v} la vitesse de l'atome. Dans le désaccord effectif δ_{at} de l'équation 2.8, on distingue quatre termes de différentes origines physiques. Le premier terme correspond

¹Lorsque l'on considère la transition Raman symétrique faisant passer l'atome du niveau $|2\rangle$ vers le niveau $|1\rangle$, le désaccord δ est défini par l'équation $\delta = \omega_b - \omega_a + \omega_{12}$.

au désaccord des champs laser par rapport à la transition hyperfine de l'atome $\delta = \omega_a - \omega_b - \omega_{12}$ lorsque les niveaux atomiques ne sont pas déplacés. Le deuxième terme traduit les déplacements lumineux des deux niveaux atomiques $|1\rangle$ et $|2\rangle$ induits par les deux lasers. Le troisième terme correspond à l'effet Doppler et le dernier à l'effet de recul.

Pour établir le système d'équations pour les deux niveaux stables $|1\rangle$ et $|2\rangle$, il suffit d'éliminer adiabatiquement le niveau excité $|3\rangle$. Cette élimination adiabatique est justifiée lorsque $\Delta \gg |\Omega_a|, |\Omega_b|, \delta_{\text{at}}$; on peut alors intégrer l'équation (2.7) en ignorant la dépendance en temps de B_1, B_2, Ω_a , et Ω_b . On obtient alors :

$$\frac{dB_1}{dt} = \frac{i}{2} \frac{|\Omega_a|^2}{2\Delta} B_1 + \frac{i\Omega_a^* \Omega_b}{4\Delta} e^{i\delta_{\text{at}} t} B_2 \quad (2.9)$$

$$\frac{dB_2}{dt} = \frac{i}{2} \frac{|\Omega_b|^2}{2\Delta} B_2 + \frac{i\Omega_b^* \Omega_a}{4\Delta} e^{-i\delta_{\text{at}} t} B_1. \quad (2.10)$$

On s'est donc bien ramené à un système d'équations pour un atome à deux niveaux avec une **pulsation de Rabi effective** :

$$\boxed{\bar{\Omega} = \frac{\Omega_a^* \Omega_b}{2\Delta}}. \quad (2.11)$$

Notons que lorsque l'on fait le changement de variables approprié $\widetilde{B}_1 = B_1 e^{-i\frac{|\Omega_a|^2 t}{4\Delta}}$, $\widetilde{B}_2 = B_2 e^{-i\frac{|\Omega_b|^2 t}{4\Delta}}$ qui laisse invariants $|B_1|$ et $|B_2|$, on peut remplacer le système d'équations différentielles (2.9) et (2.10) par :

$$\frac{d\widetilde{B}_1}{dt} = \frac{i}{2} \bar{\Omega} e^{i\delta_{\text{at}} t} \widetilde{B}_2 \quad (2.12)$$

$$\frac{d\widetilde{B}_2}{dt} = \frac{i}{2} \bar{\Omega}^* e^{-i\delta_{\text{at}} t} \widetilde{B}_1. \quad (2.13)$$

Pour un atome à **plusieurs niveaux excités**, la formule (2.11) se généralise de la manière suivante [59] :

$$\bar{\Omega} = \sum_i \frac{\Omega_{1i}^* \Omega_{i2}}{2\Delta_i}, \quad (2.14)$$

où i est l'indice représentant un niveau excité, $\Omega_{1i} = 2\langle i | \mathbf{d} \cdot \vec{\epsilon}_a \mathcal{E}_a | 1 \rangle / \hbar$, de même $\Omega_{i2} = 2\langle 2 | \mathbf{d} \cdot \vec{\epsilon}_b \mathcal{E}_b | i \rangle / \hbar$ et $\Delta_i = \omega_a - \omega_{1i}$.

2.1.1.2 Condition de résonance

D'après les équations différentielles qui viennent d'être établies pour le système à deux niveaux, les transitions Raman sont résonnantes lorsque la condition suivante est vérifiée :

$$\delta_{\text{at}} = \delta - \frac{|\Omega_a|^2 - |\Omega_b|^2}{4\Delta} - (\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b) \cdot \mathbf{v} - \frac{\hbar(\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b)^2}{2M} = 0. \quad (2.15)$$

Cette condition de résonance peut aussi être calculée à partir des équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie.

Supposons que les pulsations de Rabi Ω_a et Ω_b sont égales ($\Omega_a \simeq \Omega_b$) et que les vecteurs d'onde \mathbf{k}_a et \mathbf{k}_b ont même module ($k = k_a \simeq k_b$). On se placera toujours dans le cadre de cette dernière hypothèse car celle-ci est réaliste dans la mesure où le désaccord Δ est petit par rapport à la fréquence absolue de la raie D_2 . Lorsque les faisceaux Raman sont **copropageants**, les vecteurs d'onde \mathbf{k}_a et \mathbf{k}_b ont même direction et sens ($\mathbf{k}_a \simeq \mathbf{k}_b$) et la condition de résonance devient

$$\boxed{\delta = 0}. \quad (2.16)$$

Lorsque les faisceaux sont **contrapropageants**, les vecteurs d'onde \mathbf{k}_a et \mathbf{k}_b ont même direction mais sont de sens opposé ($\mathbf{k}_a \simeq -\mathbf{k}_b$), la dépendance en \mathbf{v} est alors la plus forte et la condition de résonance devient :

$$\boxed{\delta = 2k(v + v_{\text{rec}})} \quad (2.17)$$

où $v = \mathbf{v} \cdot \mathbf{k}_a / |\mathbf{k}_a|$ est la projection de la vitesse de l'atome sur la direction donnée par \mathbf{k}_a , le vecteur d'onde associé **au premier photon absorbé** et v_{rec} est la vitesse de recul de l'atome. Lorsque l'hypothèse $\Omega_a \simeq \Omega_b$ n'est pas vérifiée, il suffit de rajouter aux équations (2.17) et (2.16) le terme correspondant aux déplacements lumineux des niveaux atomiques. Dans la configuration contrapropageante, l'équation (2.17) est donc toujours vraie à une constante additive près.

Dans la configuration contrapropageante, la condition de résonance des transitions Raman fait donc intervenir la projection de vitesse v de l'atome. Pour un désaccord δ fixé, une certaine classe de vitesse peut effectuer une transition du niveau $|1\rangle$ vers le niveau $|2\rangle$. La vitesse moyenne de la classe sélectionnée vérifie l'équation (2.17) et la largeur de la sélection dépend de la durée de l'interaction entre les champs lasers et l'atome, comme nous allons le voir dans le prochain paragraphe. Les atomes restés dans l'état $|1\rangle$ peuvent ensuite être poussés à l'aide d'un faisceau résonnant. Une sélection en vitesse suivant la direction des faisceaux Raman a bien alors été réalisée.

Remarquons que le système étudié est symétrique par rapport aux niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$. De manière identique, des atomes initialement dans l'état $|2\rangle$ peuvent effectuer une transition de l'état $|2\rangle$ vers l'état $|1\rangle$.

Notons aussi qu'au cours d'une transition Raman, la quantité de mouvement de l'atome change de $2\hbar\mathbf{k}_a$. Lorsque l'on veut sélectionner une classe de vitesse dont la vitesse moyenne est nulle après la transition Raman, il faut donc choisir le désaccord δ , tel que la condition de résonance (2.17) soit vérifiée pour $v = -2v_{\text{rec}}$, c'est-à-dire $\delta = -2kv_{\text{rec}}$.

2.1.2 Forme du profil de la sélection

Lorsque la durée de vie des niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ est infinie², la largeur de la sélection en vitesse ne dépend que de la durée de l'impulsion Raman appliquée sur les atomes. Plus précisément, la forme de la distribution en vitesse sélectionnée dépend de la forme de cette impulsion [60]. Pour étudier la forme du profil d'excitation $\Pi(v)$, les équations (2.9) et (2.10), encore valables lorsque la pulsation de Rabi effective $\bar{\Omega}$ dépend du temps, vont être utilisées.

Deux types d'impulsions vont être considérées ici : une impulsion de forme carrée et l'impulsion Blackman. Cette dernière impulsion va être bientôt définie de manière précise. Elle a une enveloppe dont la dépendance temporelle est calculée pour minimiser les maxima secondaires du profil d'excitation. Cette impulsion a été utilisée dans nos expériences. Pour étudier la spécularité du miroir, il est en effet important de réaliser une sélection en vitesse ne présentant pas de maxima secondaires. Le profil d'excitation correspond en effet à la fonction de résolution des expériences. Lorsque l'on analyse la distribution en vitesse après le rebond, on aura une résolution d'autant plus élevée que le profil d'excitation a une largeur petite et ne présente pas de maxima secondaires.

Les profils d'excitation vont être étudiés en fonction du désaccord δ_{at} , sachant que pour connaître les profils d'excitation en vitesse v dans la configuration contrapropageante, il suffit d'utiliser l'équation (2.8) (le désaccord δ_{at} est simplement proportionnel à la vitesse v à une constante additive près).

2.1.2.1 Impulsion de faible puissance

Lorsque l'on a une impulsion de faible puissance c'est-à-dire lorsque :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\bar{\Omega}(t)}{2} dt \ll 1, \quad (2.18)$$

peu d'atomes effectuent une transition et il est facile de résoudre l'équation (2.13) en remplaçant B_1 par 1 (puisque la majorité des atomes restent dans l'état $|1\rangle$). On obtient alors pour le profil d'excitation :

$$\Pi(\delta_{\text{at}}) = |B_2(t = +\infty)|^2 = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\bar{\Omega}(t')}{2} e^{-i\delta_{\text{at}}t'} dt' \right|^2. \quad (2.19)$$

Cette dernière équation indique que le profil d'excitation est relié à la forme temporelle de l'impulsion via une transformée de Fourier. On en déduit que la largeur du profil d'excitation ne dépend que de la durée de l'impulsion Raman (et non par exemple de la valeur absolue de la pulsation de Rabi effective). Cette largeur est **inversement proportionnelle** à la durée d'interaction. Ainsi plus l'interaction est longue, plus la distribution en vitesse sélectionnée est fine.

²Pour que cette hypothèse soit réaliste, il faut que le nombre de photons absorbés par les atomes au cours de la durée de l'impulsion soit négligeable. Nous verrons plus loin comment cette hypothèse se traduit sur le désaccord Δ .

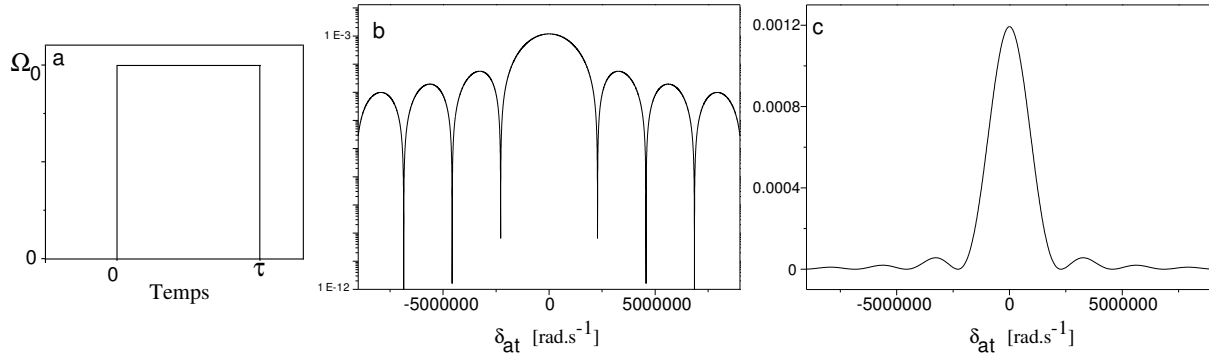


FIG. 2.2: Profils d'excitation pour une impulsion de forme carrée. La courbe a représente la pulsation de Rabi effective en fonction du temps. La courbe b représente le profil d'excitation en échelle logarithmique et la courbe c le même profil en échelle linéaire. Pour ces courbes, on a choisi $\Omega_0 = 2\pi \times 4000 \text{ rad.s}^{-1}$ et $\tau = 2.75 \mu\text{s}$, ce qui correspond à $\int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\Omega}(t)dt \simeq 0.02\pi$.

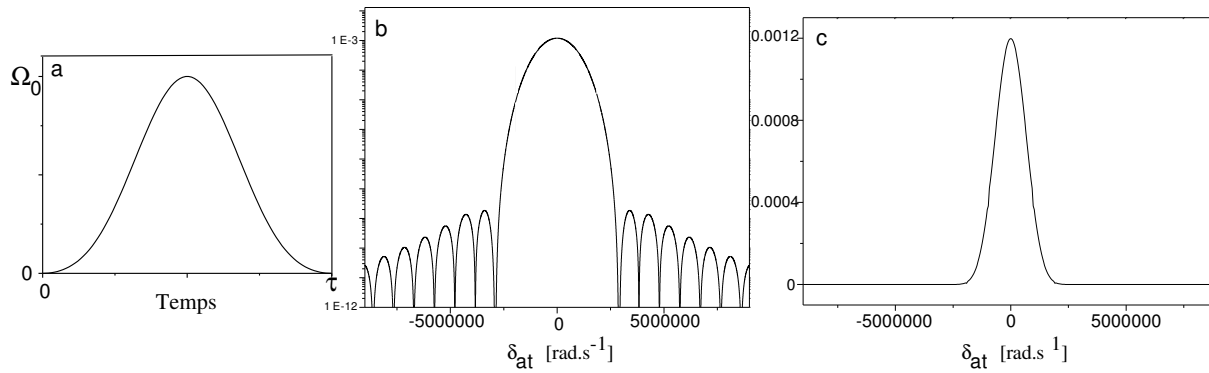


FIG. 2.3: Profils d'excitation pour une impulsion de forme Blackman. La courbe a représente la pulsation de Rabi effective en fonction du temps. La courbe b représente le profil d'excitation en échelle logarithmique et la courbe c le même profil en échelle linéaire. Pour ces courbes, on a choisi $\Omega_0 = 2\pi \times 4000 \text{ rad.s}^{-1}$ et $\tau = 6.55 \mu\text{s}$, ce qui correspond à $\int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\Omega}(t)dt \simeq 0.02\pi$.

Si on utilise une impulsion temporelle $\bar{\Omega}(t)$ de forme carrée et de durée τ (voir la figure 2.2 a), le profil d'excitation a la forme suivante (d'après l'équation (2.19)) :

$$\Pi(\delta_{\text{at}}) = |B_2(t = +\infty)|^2 \propto \frac{\sin^2(\delta_{\text{at}}\tau/2)}{\delta_{\text{at}}^2}. \quad (2.20)$$

Le profil d'excitation en vitesses a donc des maxima secondaires (voir les profils de la figure 2.2).

L'impulsion Blackman est définie par l'équation suivante sur l'intervalle temporel compris entre 0 et τ (en dehors de cet intervalle, la pulsation de Rabi effective est nulle) [61] :

$$\bar{\Omega}(t) = \Omega_0 (0.42 + 0.08 \cos(4\pi t/\tau) - 0.5 \cos(2\pi t/\tau)). \quad (2.21)$$

L'impulsion précédente a une largeur temporelle à mi-hauteur de 0.4τ . L'impulsion Blackman a une enveloppe temporelle qui a été calculée pour minimiser les maxima secondaires du profil d'excitation. Le profil d'excitation calculé associé à une telle impulsion est présenté sur les figures 2.3 b et 2.3 c. On constate que ce profil a des maxima secondaires négligeables.

Une analogie peut être dressée entre l'utilisation de l'impulsion Blackman pour les transitions Raman et l'apodisation en optique classique pour la diffraction.

Nous venons de voir comment la forme temporelle de l'impulsion influe sur la forme du profil d'excitation et pourquoi la largeur de la sélection en vitesse est inversement proportionnelle à la durée de l'impulsion. Expérimentalement, il est indispensable de travailler avec des impulsions qui induisent une probabilité d'excitation maximale (égale à 1). Le cas des impulsions de forte saturation va donc être considéré maintenant.

2.1.2.2 Impulsion de forte saturation

Il est d'abord utile de définir la condition pour laquelle une impulsion Raman induit une probabilité d'excitation maximale.

- **Condition d'une impulsion π**

Dans le cas d'une impulsion à forte saturation, le système d'équations (2.9) et (2.10) n'a pas de solution analytique en général. En résolvant néanmoins le système à résonance $\delta_{at} = 0$, on trouve que la probabilité d'excitation vaut 1 lorsque :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\Omega}(t') dt' = (2n + 1)\pi \quad \text{avec } n \text{ entier naturel.} \quad (2.22)$$

Lorsque cette condition est vérifiée pour $n = 0$, on dit que l'on a une impulsion π .

Dans le cas d'une impulsion carrée, le terme de gauche de l'équation (2.22) s'écrit :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\Omega}(t') dt' = \Omega_0 \tau. \quad (2.23)$$

Dans le cas d'une impulsion Blackman, ce même terme a l'expression suivante :

$$\boxed{\int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\Omega}(t') dt' = 0.42\Omega_0 \tau.} \quad (2.24)$$

- **Forme du profil d'excitation**

On peut montrer que tous les résultats qualitatifs du paragraphe précédent sur la forme du profil d'excitation restent valables. Dans le cas d'une impulsion π , le profil d'excitation pour une impulsion carrée présente encore des maxima secondaires dont la hauteur atteint 10% de la hauteur du pic central. Les maxima secondaires dans le cas d'une impulsion Blackman ne dépassent pas 1% de la hauteur du pic central.

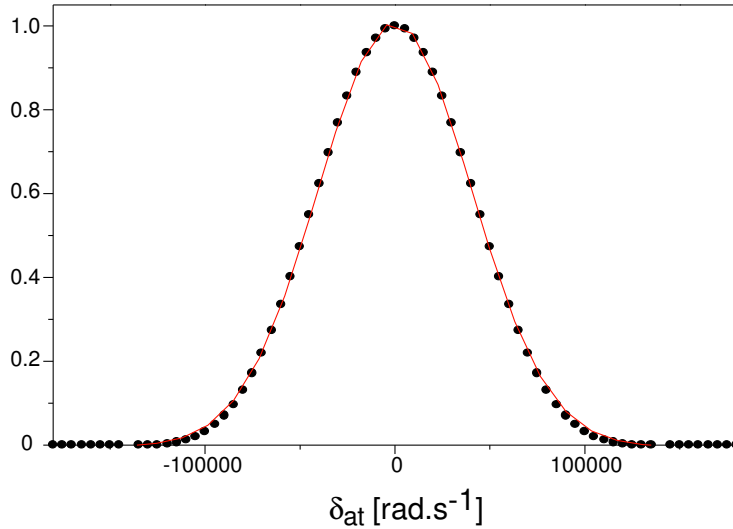


FIG. 2.4: Profil d'excitation pour une impulsion Blackman π (en cercles pleins). La fonction continue représente la fonction gaussienne qui ajuste le profil d'excitation. Cette fonction a une mi-largeur en $1/e^2$ égale à $\sigma = 40404 \pm 101 \text{ rad.s}^{-1}$. Ici, on a choisi $\Omega_0 = 2\pi \times 5000/0.42 \text{ rad.s}^{-1}$ et $\tau = 100 \mu\text{s}$.

Il est indispensable pour nos expériences de déterminer maintenant la relation qui existe entre la largeur de la sélection en vitesse réalisée et la durée de l'impulsion Blackman utilisée, de type π . Pour une impulsion π , cette largeur est encore inversement proportionnelle à la durée de l'impulsion τ .

Une courbe typique du profil d'excitation obtenu en résolvant numériquement les équations (2.12) et (2.13) pour une impulsion Blackman π est présentée sur la figure 2.4. La largeur du profil d'excitation est évaluée en ajustant ce dernier par une fonction gaussienne de forme $\exp(-x^2/(2\sigma^2))$.

On constate sur la figure 2.4 qu'ajuster une fonction gaussienne sur le profil d'excitation est tout à fait satisfaisant. On trouve numériquement la relation $\sigma\tau = 4.04$, où σ est exprimée en rad/s^{-1} et τ en s. Si la largeur σ est exprimée en Hz et τ en s (unités utilisées en pratique), on trouve (à 0.2% près) :

$$\sigma\tau = 0.643. \quad (2.25)$$

L'ordre de grandeur typique de la durée de l'impulsion Blackman à utiliser dans nos expériences peut maintenant être facilement calculé. Pour l'atome de Rubidium, $kv_{\text{rec}} = 7.7 \text{ kHz}$. Si l'on désire réaliser une sélection en vitesse de l'ordre de la moitié de la vitesse de recul, on doit avoir $\sigma = (2k \times 0.5v_{\text{rec}}) = 7.7 \text{ kHz}$. L'impulsion Blackman doit donc durer $83 \mu\text{s}$.

Remarque :

Pour une impulsion carrée de forte saturation, contrairement à l'impulsion Blackman, il existe une expression analytique simple pour la probabilité de transition $\Pi(\delta_{\text{at}})$ ([62]). Cette expression

sera utile par la suite :

$$\Pi(\delta_{\text{at}}) = \frac{\bar{\Omega}^2}{\bar{\Omega}^2 + \delta_{\text{at}}^2} \left(\sin \left(\frac{\sqrt{\bar{\Omega}^2 + \delta_{\text{at}}^2}}{2} \tau \right) \right)^2. \quad (2.26)$$

2.1.3 Evaluation de l'émission spontanée induite par les faisceaux

Chaque faisceau Raman est quasi-résonnant pour les atomes. De l'émission spontanée peut donc être induite. Ces processus ne sont pas trop gênants pour les expériences que l'on désire effectuer. Ils ne modifient pas en effet la forme de la sélection en vitesse. Ils peuvent néanmoins être responsables d'une perte d'atomes au cours de l'impulsion Raman. Il est donc intéressant de les quantifier et de les minimiser.

On suppose d'abord que les atomes sont initialement dans le niveau fondamental $|1\rangle$. Le nombre de photons diffusés N_{sp}^{a} par atome au cours de l'impulsion à cause de la présence du faisceau de vecteur d'onde \mathbf{k}_{a} , dans le cas où $\Delta \gg \Gamma$, est égal à (voir équation (1.26)) :

$$N_{\text{sp}}^{\text{a}} = \int_0^\tau \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega_{\text{a}}^2(t)}{2\Delta^2} dt. \quad (2.27)$$

Lorsque l'on considère que les pulsations de Rabi Ω_{a} et Ω_{b} sont identiques et dans le cas d'une impulsion π , on obtient³ :

$$N_{\text{sp}}^{\text{a}} = \int_0^\tau \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega_{\text{a}}(t)\Omega_{\text{b}}(t)}{2\Delta^2} dt = \frac{\Gamma}{2|\Delta|} \left| \int_0^\tau \bar{\Omega}(t) dt \right| = \frac{\pi}{2} \frac{\Gamma}{|\Delta|}. \quad (2.28)$$

De même, le nombre d'émissions spontanées induites par l'autre faisceau de vecteur d'onde \mathbf{k}_{b} est égal à :

$$N_{\text{sp}}^{\text{b}} = \frac{\pi}{2} \frac{\Gamma|\Delta|}{(\Delta - \omega_{12})^2}. \quad (2.29)$$

Il découle des formules précédentes, que dans le cas d'une impulsion π , le nombre d'émissions spontanées induites par les faisceaux **ne dépend que du désaccord Δ et est indépendant de la forme de l'impulsion.**

Δ (MHz)	200	500	1000	1500	2000
N_{sp}	0.047	0.019	0.021	0.012	0.023

TAB. 2.1: Nombre de photons émis spontanément par atome au cours d'une impulsion π lorsque l'atome est initialement dans l'état $|1\rangle$.

Dans le tableau précédent, nous donnons quelques valeurs du nombre d'émissions spontanées total $N_{\text{sp}} = N_{\text{sp}}^{\text{a}} + N_{\text{sp}}^{\text{b}}$ pour différents désaccords Δ dans le cas de l'atome de Rubidium 85 ($\Gamma = 2\pi \times 6$ MHz et $\omega_{12} = 2\pi \times 3.036$ GHz).

³On ne tient pas compte ici que des atomes passent dans l'état $|2\rangle$ au cours de l'impulsion. On ne veut ici qu'obtenir un ordre de grandeur du nombre de photons diffusés par atome.

Sur le tableau 2.1, on constate que pour minimiser le nombre de photons diffusés par atome, on doit choisir un désaccord Δ proche de $\omega_{12}/2$ (ou très grand devant $\omega_{12}/2$). Lorsque le désaccord Δ s'approche de zéro, le faisceau de vecteur d'onde \mathbf{k}_a devient résonnant avec la transition $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ (voir aussi la figure 2.1). De même lorsque le désaccord Δ s'approche de ω_{12} , c'est le faisceau de vecteur d'onde \mathbf{k}_b qui devient résonnant avec la transition $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$.

Remarques :

(1) Lorsque l'impulsion n'est pas de type π , le nombre de photons absorbés par atome au cours de l'impulsion est égal à :

$$N_{\text{sp}} = \left(\frac{\Gamma|\Delta|}{2(\Delta - \omega_{12})^2} + \frac{\Gamma}{|2\Delta|} \right) 0.42\Omega_0\tau. \quad (2.30)$$

(2) De manière similaire, dans le cas où les atomes sont initialement dans l'état fondamental $|2\rangle$, on trouve pour une impulsion π :

$$N_{\text{sp}} = \frac{\pi}{2} \frac{\Gamma|\Delta|}{(\Delta + \omega_{12})^2} + \frac{\pi}{2} \frac{\Gamma}{|\Delta|}. \quad (2.31)$$

2.1.4 Effet du déplacement lumineux des états fondamentaux

Jusqu'à maintenant, les déplacements lumineux des états fondamentaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ ont été négligés. Pour un atome à trois niveaux, ceci est justifié lorsque les pulsations de Rabi Ω_a et Ω_b sont égales. Nous allons maintenant supposer que cette dernière condition n'est pas remplie (c'est le cas notamment lorsque les intensités de chaque faisceau sont différentes ⁴).

Lorsque l'on utilise une impulsion carrée, la différence des déplacements lumineux $\Lambda_{\text{tot}} = (|\Omega_a|^2 - |\Omega_b|^2)/4\Delta$, apparaissant dans l'expression (2.8) du désaccord effectif de la transition δ_{at} , ne varie pas en fonction du temps pendant l'impulsion Raman. Les déplacements lumineux n'ont donc pour effet que de translater en fréquence le profil d'excitation. Par contre, lorsque l'on utilise une impulsion Blackman, le même terme dépend du temps pendant l'impulsion. Les déplacements lumineux peuvent alors modifier le profil d'excitation Raman.

Pour étudier ces effets, nous avons intégré numériquement les équations de Bloch pour le système à deux niveaux équivalent au système réel considéré (voir partie 2.1.1.1), en prenant en compte la dépendance temporelle des déplacements lumineux des états fondamentaux. Les valeurs numériques utilisées sont réalistes expérimentalement (voir le chapitre 4). Pour simplifier, la configuration copropageante a été considérée et le désaccord effectif de la transition est alors égal à $\delta_{\text{at}} = \delta - \Lambda_{\text{tot}}$.

Pour une durée d'impulsion τ fixée, la forme du profil d'excitation a été étudiée en fonction du désaccord δ . Pour un désaccord δ fixé, l'évolution de l'efficacité de la transition Raman en

⁴Dans le cas d'un atome à plusieurs niveaux, même si les puissances sont égales la condition $\Omega_a = \Omega_b$ n'est en général pas vérifiée à cause de la présence de plusieurs niveaux excités.

fonction de la durée de l'impulsion a été observée.

La figure 2.5 présente les résultats obtenus pour différentes valeurs de Λ_{tot} en prenant $\Omega_0 = \pi/(0.42 \times 200 \times 10^{-6}) \text{ rad.s}^{-1}$. Pour une durée τ de 200 μs (respectivement 400 μs), on a une impulsion π (respectivement 2π).

En observant les courbes de la figure 2.5, on constate que la dépendance temporelle des déplacements lumineux a essentiellement deux effets intrinsèquement liés : un effet sur la forme du profil d'excitation et un effet sur l'efficacité de transition. Les profils d'excitation dans le cas d'une impulsion π s'élargissent. Si on ajuste les profils d'excitation (1) dans le cas de l'impulsion π par des fonctions gaussiennes du type $\exp(-2\delta^2/w^2)$, on trouve pour le profil A(1) $w = 40245 \pm 28 \text{ rad.s}^{-1}$, pour B(1) $w = 40366 \pm 40 \text{ rad.s}^{-1}$. On remarque d'autre part sur la courbe B(3) que les oscillations de Rabi sont amorties.

On déduit de ces résultats, qu'il est important de travailler expérimentalement avec la condition $\Lambda_{\text{tot}} = 0$. Lorsque cette condition est remplie, on peut en effet réaliser des sélections en vitesse efficaces, aussi fines que souhaitées et dont les profils d'excitation ne présentent pas de maxima secondaires (cf figure 2.5C(1)).

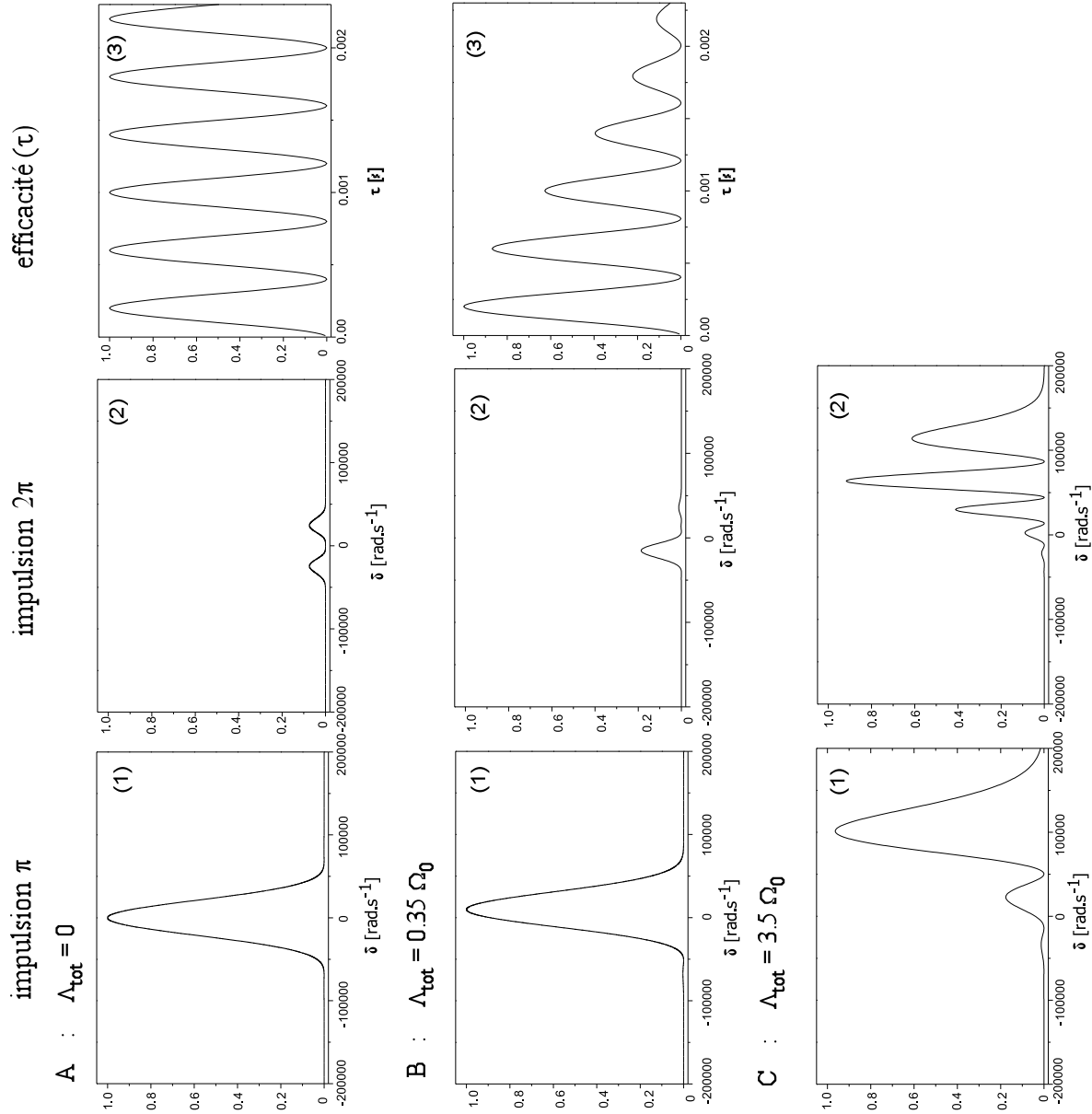
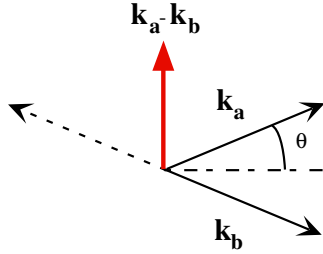


FIG. 2.5: Influence des déplacements lumineux sur le profil d'excitation et l'allure des oscillations de Rabi. On a effectué une résolution numérique des équations de Bloch en prenant en compte la dépendance temporelle des déplacements lumineux des niveaux fondamentaux dans le cas d'une impulsion Blackman pour $\Omega_0 = \pi / (0.42 \times 200 \times 10^{-6}) \text{ rad.s}^{-1}$. Les courbes (1) (respectivement (2)) représentent le profil d'excitation pour une impulsion π (respectivement 2π). Les courbes (3) représentent l'efficacité de transition en fonction de la durée de l'impulsion Raman. On a fixé le désaccord δ pour avoir l'efficacité maximale dans le cas d'une impulsion π ($\delta = 0 \text{ rad.s}^{-1}$ pour A(3), $\delta = 10000 \text{ rad.s}^{-1}$ pour B(3)). La différences des déplacements lumineux Λ_{tot} est égal à 0 rad.s^{-1} pour la série A, $2\pi \times 2000 \text{ rad.s}^{-1}$ ($\simeq 35\% \Omega_0$) pour la série B et $2\pi \times 20000 \text{ rad.s}^{-1}$ ($\simeq 350\% \Omega_0$) pour la série C. Pour le dernier cas, nous n'avons pas représenté les oscillations de Rabi car ce cas n'est pas intéressant expérimentalement, le profil d'excitation de l'impulsion π présentant un important maximum secondaire.

2.1.5 Cas où les faisceaux ne sont pas rigoureusement parallèles

Expérimentalement, si on ne prend pas de précautions particulières, il n'est pas toujours facile de rendre la direction de propagation des faisceaux Raman rigoureusement parallèles (notamment si les fronts d'onde des deux faisceaux ne sont pas rigoureusement plans). Nous allons voir quelles conséquences ce défaut de parallélisme peut induire sur les transitions Raman, dans la configuration copropageante puis dans la configuration contrapropageante.

configuration copropageante



configuration contrapropageante

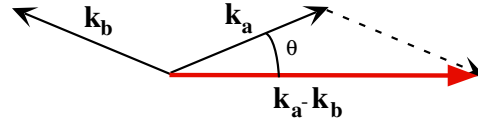


FIG. 2.6: Disposition des faisceaux Raman dans les deux configurations lorsque les directions de propagation de chaque faisceau ne sont pas rigoureusement parallèles.

- Considérons d'abord le cas où les faisceaux Raman se propagent dans le même sens. L'angle entre les deux directions de propagation est noté 2θ (voir figure 2.6). Supposons encore que les pulsations de Rabi Ω_a et Ω_b sont égales. Le vecteur $\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b$ qui intervient dans la condition de résonance (2.15) a pour amplitude $2k \sin \theta$. Si v représente la projection de la vitesse de l'atome suivant le vecteur $\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b$, la condition de résonance (2.15) $\delta_{\text{at}} = 0$ devient :

$$\delta_{\text{at}} = \delta - 2k \sin \theta \times v - 2(\sin \theta)^2 k \times v_{\text{rec}} = 0. \quad (2.32)$$

Cette équation s'écrit encore :

$$\delta = 2k \sin \theta \times v + 2(\sin \theta)^2 k \times v_{\text{rec}}. \quad (2.33)$$

Les transitions Raman peuvent donc devenir *faiblement* sensibles en vitesse.

Considérons un angle θ de 0.5° (ceci signifie que les faisceaux sont inclinés de 1°). Expérimentalement, on évalue qu'il existe une imprécision de cet ordre de grandeur sur l'inclinaison des deux faisceaux. Si le nuage atomique interagissant avec les faisceaux Raman a une distribution en vitesse gaussienne de largeur en $1/\sqrt{e}$ de $7 v_{\text{rec}}$, le premier terme de l'équation (2.33), sur tout le nuage atomique, a une distribution de valeurs gaussienne dont la mi-largeur en $1/\sqrt{e}$ est égale à 0.9 kHz pour des atomes de Rubidium (voir Annexe A pour la valeur de v_{rec}). Le deuxième terme, quant à lui, est négligeable puisqu'il est de l'ordre du Hertz.

Expérimentalement, pour déterminer quand une impulsion Raman est de type π , il est intéressant d'étudier les oscillations de Rabi : on étudie le nombre d'atomes effectuant une transition pour une pulsation de Rabi effective fixée en fonction de la durée de l'impulsion.

D'après la condition (2.32), chaque classe de vitesse voit un désaccord effectif δ_{at} différent. La probabilité de transition $\Pi(\tau)$ dépendant du désaccord δ_{at} , on s'attend donc à ce qu'il y ait un brouillage des franges au delà d'une certaine durée d'impulsion sur les oscillations de Rabi. On va raisonner maintenant avec une impulsion carrée car on connaît une expression analytique simple de la probabilité de transition $\Pi(\bar{\Omega}, \tau, \delta_{\text{at}})$ (voir équation (2.26)). On note $\rho(v)$ la distribution en vitesse des atomes (suivant la direction considérée) de forme gaussienne et de mi-largeur en $1/\sqrt{e}$ égale à $7 v_{\text{rec}}$. Pour connaître le nombre d'atomes ayant effectué une transition, il suffit alors d'intégrer la probabilité $\Pi(\bar{\Omega}, \tau, \delta_{\text{at}})$ sur l'ensemble de la distribution en vitesse : $\Pi_{\text{tot}}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \Pi(\bar{\Omega}, \tau, 2k \sin \theta v) \rho(v) dv$. Cette dernière fonction n'a pas une expression analytique très simple. Nous avons donc effectué une intégration numérique pour calculer $\Pi_{\text{tot}}(\tau)$ et la figure 2.7 présente les oscillations de Rabi obtenues lorsque l'on considère un angle θ égal à 0.5° et une pulsation de Rabi effective $\bar{\Omega} = 18600 \text{ rad.s}^{-1}$. Sur cette figure, on observe bien un amortissement sur les oscillations et l'amplitude des oscillations diminue d'un facteur $1/e$ au bout de 3.5 ms.

On s'attend à observer le même genre de relaxation sur les oscillations de Rabi associées à une impulsion Blackman. L'impulsion Blackman à considérer alors doit avoir une pulsation de Rabi effective maximale égale à $\Omega_0 = 18600/0.42 = 44286 \text{ rad.s}^{-1}$.

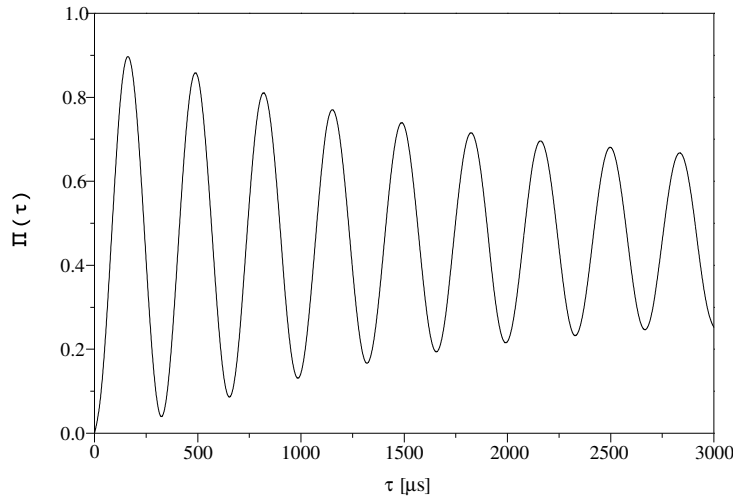


FIG. 2.7: *Etude des oscillations de Rabi dans le cas d'une impulsion carrée lorsque les faisceaux Raman sont inclinés d'un angle de 1° . On a considéré un nuage atomique dont la distribution en vitesse a une largeur en $1/\sqrt{e}$ égale à $7 v_{\text{rec}}$. La pulsation de Rabi effective est égale à 18600 rad.s^{-1} et le désaccord δ est fixé et nul.*

• Supposons maintenant que les deux faisceaux Raman se propagent dans des sens opposés et ont des fronts d'onde plans. La projection de vitesse suivant le vecteur $\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b$ est toujours notée v . Sur la figure 2.6, on constate facilement que le module du vecteur $\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b$ est égale à $2k \cos \theta$. La condition de résonance (2.15) dans cette situation devient alors :

$$\delta = 2k \cos \theta \times v + 2(\cos \theta)^2 k \times v_{\text{rec}}. \quad (2.34)$$

La fonction cosinus étant une fonction évoluant lentement au voisinage de zéro, on s'attend à ce que les transitions Raman obtenues soient très similaires aux transitions déjà étudiées dans la configuration contrapropageante. La condition de résonance (2.34), pour un angle θ de 0.5 degré, est identique à la condition (2.17) ($\delta = 2k(v + v_{\text{rec}})$) obtenue dans la configuration contrapropageante idéale à mieux qu'1% près (et ceci est vrai tant que l'angle θ est inférieur à 8°).

Lorsque les fronts d'onde des faisceaux sont plans, un défaut de parallélisme dans la configuration contrapropageante ne semble donc pas induire de conséquences importantes sur les transitions Raman. La direction d'observation de la vitesse change seulement d'un angle θ négligeable dans notre dispositif expérimental.

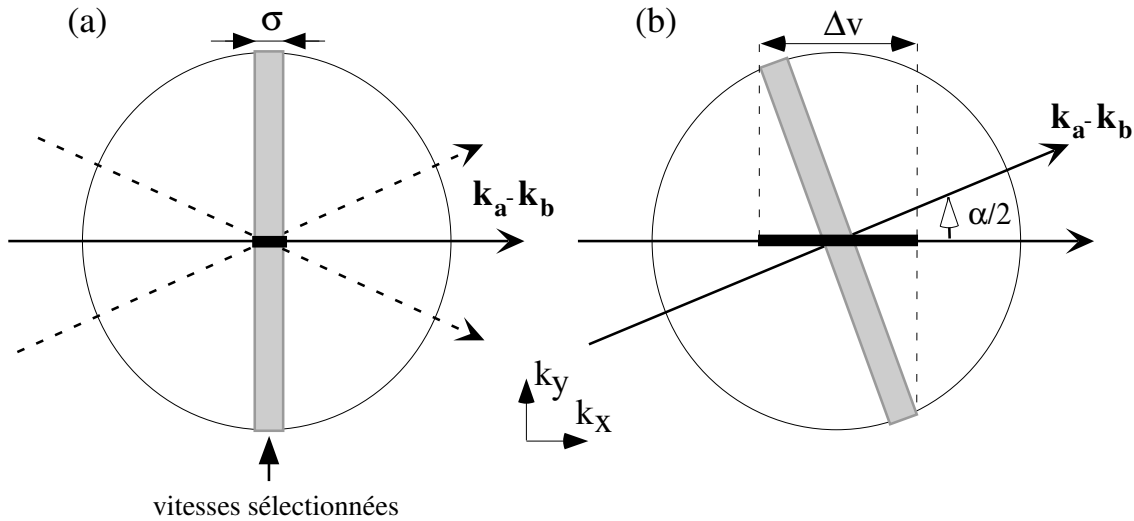


FIG. 2.8: *Effet des fronts d'onde courbés des faisceaux Raman sur les sélections en vitesse réalisées dans la direction moyenne $\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b$. Pour le dessin, on a considéré une distribution en vitesse du nuage atomique uniforme sur un disque.*

Lorsque les faisceaux Raman ont des fronts d'onde courbés, (c'est-à-dire lorsqu'il existe une distribution de vecteurs $\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b$), les sélections en vitesse peuvent par contre être modifiées dans la direction moyenne du vecteur $\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b$ (voir figure 2.8).

Supposons que la divergence angulaire des faisceaux est de l'ordre de 1° (divergence angulaire maximale évaluée dans notre dispositif expérimental). Considérons la classe de vitesse sélection-

née et associée au vecteur $\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b$ extrême incliné d'un angle $\alpha/2$ par rapport au vecteur moyen : on voit sur la figure 2.8(b) que la projection de cette classe de vitesse dans la direction moyenne $\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b$ a une largeur Δv , causée par la géométrie des faisceaux, pouvant être plus grande que la largeur de la sélection en vitesse idéale σ (on raisonne toujours avec des mi-largeurs en $1/\sqrt{e}$). Si la largeur Δv est du même ordre de grandeur que la largeur σ (ou plus grande), la sélection en vitesse dans la direction moyenne $\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b$ peut donc être modifiée par rapport au cas idéal des fronts d'onde plans. Evaluons la largeur Δv , en supposant que la distribution en vitesse des atomes a une largeur en $1/\sqrt{e}$ égale à $7 v_{\text{rec}}$: $\Delta v \simeq \sin(\alpha/2)7v_{\text{rec}} \simeq 0.06 v_{\text{rec}}$ (voir figure 2.8(b)). L'effet considéré peut donc être important lorsque l'on considère des sélections en vitesse très fines (de largeur σ inférieure ou égale à $0.06 v_{\text{rec}}$).

Pour l'étude expérimentale de la spécularité du miroir atomique, nous avons réalisé des sélections en vitesse de largeur $\sigma = 0.3 v_{\text{rec}}$. Pour cette sélection, en intégrant la classe de vitesse représentée sur la figure 2.8(b) (distribution en vitesse gaussienne de largeur σ dans la direction du vecteur $\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b$ et de largeur $7 v_{\text{rec}}$ dans la direction perpendiculaire) suivant la direction k_y , on peut calculer que la distribution en vitesse dans la direction moyenne $\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b$ a une largeur en $1/\sqrt{e}$ qui est égale à $\sigma_{\alpha/2} = 0.306 v_{\text{rec}}$. On voit donc qu'au maximum, il y a un élargissement de 2% de la sélection en vitesse suivant la direction moyenne $\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b$. On en déduit que pour l'étude de la spécularité, nous allons donc pouvoir négliger ces effets⁵.

Remarque : lorsque l'on considère une sélection en vitesse de largeur $\sigma = 0.1 v_{\text{rec}}$, on trouve $\sigma_{\alpha/2} = 0.12 v_{\text{rec}}$. L'élargissement de la sélection en vitesse provoquée par ces effets ne paraît plus complètement négligeable.

2.2 Application à l'atome de Rubidium 85

Les différents niveaux de l'atome de ^{85}Rb ont déjà été présentés sur la figure 1.5. Les états $|1\rangle$ et $|2\rangle$ qui interviennent dans les transitions Raman sont ici des états des niveaux fondamentaux électroniques $5S_{1/2}(F=2)$ et $5S_{1/2}(F=3)$. La raie considérée est la raie D_2 . Les états excités qui jouent un rôle dans les transitions sont uniquement les états $5P_{3/2}(F=2)$ et $5P_{3/2}(F=3)$. Ce sont effectivement les seuls états excités pour lesquels les règles de sélection de transitions dipolaires électriques $\Delta F = 0, +1, -1$ sont vérifiées vis-à-vis des deux états fondamentaux.

Dans cette partie, la nature exacte des niveaux fondamentaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ va d'abord être précisée. La polarisation de chaque faisceau va ensuite être choisie. Enfin, la pulsation de Rabi effective du système sera calculée.

⁵Nous allons voir que pour étudier la spécularité du miroir, on compare deux courbes de distributions en vitesse pouvant inclure ces effets. Ces effets ne compromettent donc pas la comparaison des deux courbes et donc la mesure de la spécularité.

2.2.1 Choix des niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$

Il est important que les états $|1\rangle$ et $|2\rangle$ soient les moins "sensibles" possibles à des champs magnétiques résiduels. En effet, s'il existe un champ magnétique résiduel oscillant dans le temps, le désaccord δ n'est plus clairement fixé à cause de l'effet Zeeman linéaire. La sélection en vitesse n'est alors plus précisément définie et sa largeur peut être limitée par les champs magnétiques parasites⁶. Pour cette raison, nous avons choisi de travailler avec les états de nombre quantique $m_F = 0$ des niveaux fondamentaux $F = 2$ et $F = 3$: **les états $5S_{1/2}(F = 2), m_F = 0$ et $5S_{1/2}(F = 3), m_F = 0$.**

Pour travailler uniquement avec les états de $m_F = 0$, un champ magnétique directeur doit être appliqué au cours de l'impulsion afin de lever la dégénérescence en énergie entre les sous-niveaux m_F . Sous l'effet d'un champ magnétique, les sous-niveaux m_F du niveau F , dont le facteur de Landé est g_F , se déplacent en énergie de la valeur suivante :

$$\Delta E_{m_F} = g_F m_F \frac{e}{2M} B = g_F m_F B \times 1.4 \text{MHz/Gauss}, \quad (2.35)$$

où e est la charge de l'électron et B le module du champ magnétique. Avec la valeur des champs expérimentaux que l'on considère ici, seul l'effet Zeeman linéaire est à prendre en compte.

Les transitions que l'on veut effectuer sont donc des transitions entre des états de même m_F . L'écart en fréquence pour le désaccord δ entre les différentes conditions de résonance associées à toutes les transitions possibles pour un champ magnétique directeur fixé d'amplitude B est donné par $\Delta f = |g_{F=3} - g_{F=2}| B \times 1.4 \text{MHz/Gauss}$. On peut calculer facilement que $g_{F=3} = 1/3$ et $g_{F=2} = -1/3$. Nous en déduisons que :

$$\Delta f = \frac{2}{3} B \times 1.4 \text{MHz/Gauss}. \quad (2.36)$$

Pour connaître l'ordre de grandeur du champ magnétique à appliquer pour séparer les distributions en vitesse des différents sous-niveaux m_F , supposons que la distribution en vitesse du nuage atomique après la phase de piégeage a une largeur à mi-hauteur de l'ordre de $16 v_{\text{rec}}$ (nous verrons dans le chapitre 4 comment on peut déterminer expérimentalement cette distribution). On déduit de l'équation (2.36) et de la condition de résonance (2.17) que, pour séparer les différentes distributions en vitesse, il faut appliquer un champ magnétique directeur de module supérieur à 270 mG.

2.2.2 Choix de la polarisation des faisceaux

L'axe de quantification du système est fixé par la direction du champ magnétique directeur. Les polarisations π et σ sont donc définies à partir de cet axe. À partir de maintenant dans ce mémoire, les faisceaux qui induisent les transition Raman seront appelés *les faisceaux Raman*. Comme l'on

⁶Nous donnerons plus loin dans la partie expérimentale une estimation quantitative du champ résiduel qui règne dans notre dispositif.

désire effectuer des transitions entre deux états de même m_F , les faisceaux Raman doivent avoir des polarisations identiques, d'après les règles de sélection des transitions dipolaires électriques. Les faisceaux Raman ne peuvent pas avoir une polarisation π identique car une transition entre deux états de $m_F = 0$ et de F identique est interdite (voir figure 2.9). Les faisceaux, par contre, peuvent avoir **une polarisation σ^+ identique ou une polarisation σ^-** .

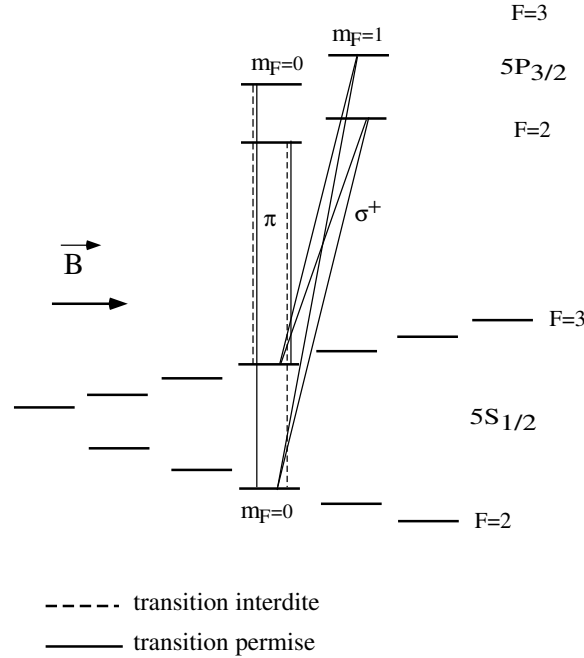


FIG. 2.9: Représentation des transitions Raman interdites et permises pour l'atome de Rubidium entre les deux états $m_F = 0$ des niveaux fondamentaux. Aucune transition n'est permise avec une polarisation π . Par contre, deux transitions sont possibles avec une polarisation σ^+ . Pour ne pas surcharger le dessin, les deux transitions Raman autorisées avec une polarisation σ^- ne sont pas représentées.

2.2.3 Calcul de la pulsation de Rabi effective

Lorsque les deux faisceaux Raman ont une polarisation circulaire σ^+ (respectivement σ^-), on peut calculer en faisant intervenir les deux états excités $|5P_{3/2}, F = 3, m_F = 1\rangle$ et $|5P_{3/2}, F = 2, m_F = 1\rangle$ (respectivement $|5P_{3/2}, F = 3, m_F = -1\rangle$ et $|5P_{3/2}, F = 2, m_F = -1\rangle$) et en partant de l'équation 2.14 que la pulsation de Rabi effective est égale à :

$$\bar{\Omega} = \frac{\Gamma}{4} \frac{\sqrt{I_a I_b}}{I_{\text{sat}}} \left(\frac{2}{9} \frac{\Gamma}{\Delta_{F_e=3}} + \frac{1}{9} \frac{\Gamma}{\Delta_{F_e=2}} \right). \quad (2.37)$$

Les grandeurs I_a et I_b sont les intensités de chacun des faisceaux Raman et $\Delta_{F_e=3}$ et $\Delta_{F_e=2}$ sont les désaccords des faisceaux par rapport aux deux états excités considérés. Pour calculer les

éléments de matrice qui interviennent dans la formule de la pulsation de Rabi, nous avons utilisé les données de l'annexe I-A de la référence [32].

Expérimentalement, il est très utile d'avoir une configuration où les deux faisceaux Raman ont deux polarisations linéaires perpendiculaires. On peut alors facilement superposer ces faisceaux à l'aide d'un cube séparateur de polarisation pour réaliser des transitions Raman dans la configuration copropageante. Si l'axe de quantification fixé par le champ magnétique directeur est dans la direction de propagation des faisceaux, chaque polarisation linéaire se décompose de manière égale en deux polarisations σ^+ et σ^- par rapport à cet axe. On peut alors montrer que la pulsation de Rabi est toujours donnée par l'équation (2.37).

Remarque

Il nous paraît intéressant de donner ici l'expression générale de la pulsation de Rabi lorsque les faisceaux Raman ont deux polarisations linéaires quelconques dans un plan perpendiculaire à la direction du champ magnétique directeur.

Supposons que les vecteurs polarisations des deux faisceaux Raman s'écrivent dans la base des polarisations circulaires par rapport à l'axe de quantification choisi :

$$\vec{\varepsilon}_a = (\alpha_a \vec{\varepsilon}_+ + \beta_a \vec{\varepsilon}_-) \quad (2.38)$$

$$\vec{\varepsilon}_b = (\alpha_b \vec{\varepsilon}_+ + \beta_b \vec{\varepsilon}_-), \quad (2.39)$$

où $\vec{\varepsilon}_+$ est le vecteur polarisation de la polarisation σ^+ et $\vec{\varepsilon}_-$ celui de la polarisation σ^- . Les coefficients α_a , α_b , β_a et β_b vérifient les relations suivantes : $|\alpha_a|^2 + |\beta_a|^2 = 1$ et $|\alpha_b|^2 + |\beta_b|^2 = 1$. Lorsque l'on introduit les équations (2.38) et (2.39) dans l'équation (2.14), on trouve que la pulsation de Rabi effective est égale à :

$$\bar{\Omega} = \frac{\Gamma}{4} \frac{\sqrt{I_a I_b}}{I_{\text{sat}}} (\alpha_a^* \alpha_b - \beta_a^* \beta_b) \left(\frac{2}{9} \frac{\Gamma}{\Delta_{F_e=3}} + \frac{1}{9} \frac{\Gamma}{\Delta_{F_e=2}} \right). \quad (2.40)$$

Lorsque les polarisations sont perpendiculaires, on retrouve l'équation (2.37). Lorsqu'elles sont parallèles, la pulsation de Rabi est nulle.

Valeurs numériques typiques dans notre dispositif

Pour les expériences que nous avons réalisées, nous avons travaillé typiquement avec $\Omega_0 = 2\pi \times 8000 \text{ rad.s}^{-1}$ (pulsation de Rabi effective maximale vue par les atomes, voir équation (2.21) et un désaccord $\Delta_{F_e=3}$ de 1500 MHz. Les fréquences de Rabi Ω_a et Ω_b sont de l'ordre de 5 MHz.

2.3 Utilisation des transitions Raman dans notre expérience

Nous allons maintenant décrire l'utilisation expérimentale des transitions Raman pour d'abord effectuer une sélection en vitesse des atomes avant le rebond puis pour sonder leur distribution en vitesse après le rebond. Les séquences nécessaires pour réaliser les différentes expériences importantes seront ensuite détaillées.

2.3.1 Sélection en vitesse

En utilisant des transitions Raman, on peut réaliser une sélection en vitesse théoriquement aussi fine que l'on désire sur le nuage atomique avant rebond. Les atomes sont initialement préparés dans un piège magnéto-optique soit dans l'état fondamental électronique $F = 2$ soit dans l'état fondamental électronique $F = 3$ (voir plus loin le dispositif expérimental). Supposons par exemple que les atomes sont préparés initialement dans l'état $F = 3$. On peut alors faire transiter une fine tranche de vitesse de l'état $F = 3$ vers l'état $F = 2$ à l'aide de transitions Raman pour une valeur du désaccord δ fixée et bien choisie. A l'aide d'un faisceau résonnant sur la transition fermée $|5S_{1/2} F = 3, m_F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2} F = 4, m_F = 4\rangle$, les atomes qui restent dans l'état fondamental $F = 3$ après la sélection Raman peuvent être chassés. Une sélection en vitesse du nuage atomique avant rebond a alors bien été réalisée et les atomes sélectionnés sont dans l'état $F = 2$.

2.3.2 Analyse en vitesse

Des distributions de vitesse peuvent être analysées à l'aide de transitions Raman. Pour ce faire, il suffit de réaliser une sélection en vitesse comme décrite dans le paragraphe précédent pour différentes valeurs du désaccord δ . En détectant les atomes qui effectuent la transition en fonction de δ , le désaccord δ étant proportionnel à la vitesse des atomes sélectionnés (d'après l'équation (2.17)), on a alors accès directement à la distribution en vitesse initiale convoluée par le profil d'excitation. On va donc utiliser les transitions pour étudier les distributions en vitesse des atomes avant et après rebond. On pourra ainsi mesurer très finement l'élargissement de la distribution en vitesse des atomes dû à la rugosité du miroir atomique.

2.3.3 Séquences possibles

- Seuls les atomes dans le niveau $F = 3$ peuvent être **poussés** avec un faisceau résonnant. Il n'existe effectivement pas de transition fermée entre le niveau $5S_{1/2}, F = 2$ et un niveau excité. Il est toutefois possible d'éliminer les atomes dans le niveau $F = 2$ à l'aide de l'onde évanescente créée par le laser Ti:Sa lors du rebond des atomes dans le niveau fondamental $F = 3$, en choisissant un désaccord qui soit rouge pour les atomes dans le niveau $F = 2$ (potentiel dipolaire attractif) et bleu pour les atomes dans le niveau $F = 3$ (voir figure 2.10).

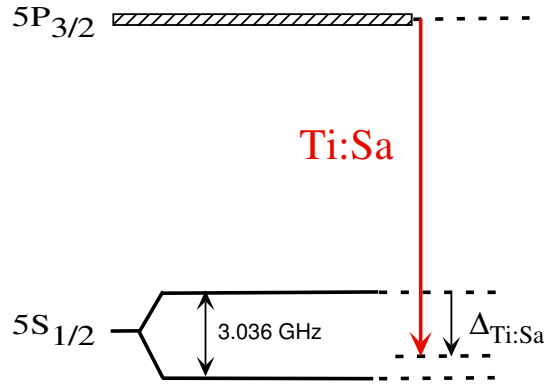


FIG. 2.10: Le faisceau laser du Ti:Sa peut être utilisé pour à la fois faire rebondir les atomes du niveau $F = 3$ et faire disparaître les atomes du niveau $F = 2$: pour cela il suffit de choisir un désaccord $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$ positif et inférieur à la séparation énergétique entre les deux états hyperfins fondamentaux. Les atomes du niveau $F = 3$ voient alors un potentiel répulsif (désaccord vers le bleu) et ceux du niveau $F = 2$ un potentiel attractif (désaccord vers le rouge).

- Du côté **détection**, nous pouvons soit détecter uniquement les atomes dans le niveau $F = 3$ soit détecter tous les atomes (ceux dans le niveau $F = 2$ et ceux dans le niveau $F = 3$). Un faisceau sonde résonnant sur la transition fermée $5S_{1/2} F = 3 \rightarrow 5P_{3/2} F = 4$ est en effet utilisé, auquel on peut ajouter un faisceau repompeur résonnant avec les atomes du niveau $F = 2$ sur la raie D_1 . Les atomes sont détectés en étudiant l'absorption de la sonde ou la fluorescence des atomes au moment où ces derniers passent dans le faisceau sonde. Lorsqu'au moment de la détection, le faisceau repompeur est présent, tous les atomes sur les deux niveaux fondamentaux sont détectés. Lorsqu'on supprime le faisceau repompeur, seuls les atomes dans le niveau $F = 3$ sont détectés.
- Enfin, il est important de réaliser les impulsions Raman à des moments où le nuage atomique n'est pas trop étalé par rapport à la taille des faisceaux Raman afin que les atomes voient tous la même intensité lumineuse. A titre d'exemple, si on fait une impulsion Raman juste avant le rebond au moment où les atomes atteignent le miroir, le rayon du nuage atomique en $1/e^2$ est de 5 mm alors que le rayon du faisceau Raman en $1/e^2$ est de 8 mm. Les impulsions Raman doivent donc être réalisées juste après la coupure du piège ou après le rebond au moment où les atomes atteignent leur hauteur maximale (à ces moments là, le rayon du nuage atomique en $1/e^2$ est de l'ordre du millimètre).

Pour étudier la rugosité du miroir atomique, deux séquences sont alors possibles si on ne veut effectuer que deux impulsions avec les faisceaux Raman. Au cours de ces séquences, la première impulsion Raman a un désaccord $\delta = \delta_s$ fixé. Cette impulsion réalise **la sélection en vitesse**. La deuxième impulsion Raman après le rebond permet **d'analyser la distribution en vitesse** des atomes après la réflexion. Pour cela, il faut balayer le désaccord $\delta = \delta_a$ de la deuxième impulsion

et donc effectuer plusieurs séquences. A chaque séquence correspond une valeur particulière de δ_a alors que δ_s est fixée.

Séquence DVSR2 :

- A : Piégeage et préparation des atomes dans le niveau $F = 2$
- B : Transitions Raman sélectives en vitesse de $F = 2$ vers $F = 3$
- C : Rebond des atomes dans $F = 3$ et *aspiration* des atomes dans $F = 2$
- D : Transitions Raman de $F = 3$ vers $F = 2$
- E : Elimination des atomes dans $F = 3$
- F : Détection des atomes dans $F = 2$ avec repompeur.

Séquence DVSR3 :

- A : Piégeage et préparation des atomes dans le niveau $F = 3$
- B : Transitions Raman sélectives en vitesse de $F = 3$ vers $F = 2$
- C : Elimination des atomes dans $F = 3$
- D : Rebond des atomes dans $F = 2$
- E : Transitions Raman de $F = 2$ vers $F = 3$
- F : Détection des atomes dans $F = 3$.

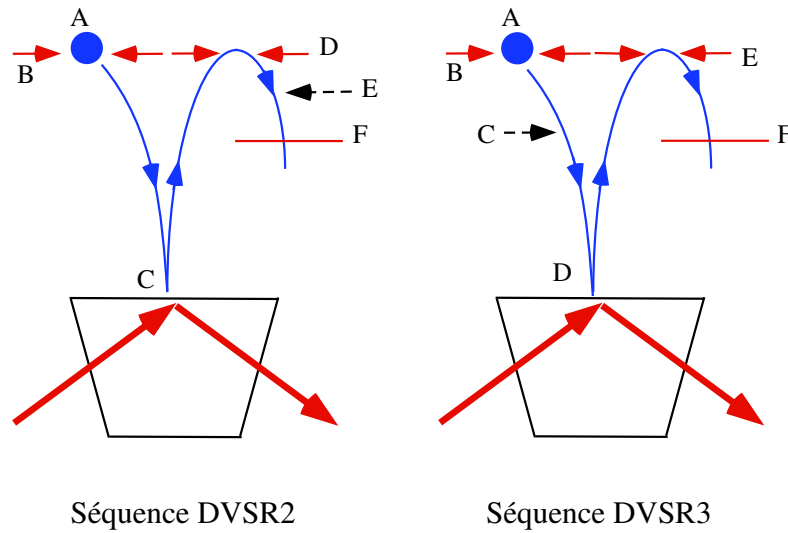


FIG. 2.11: Séquences possibles de l'expérience qui consiste à étudier la rugosité du miroir atomique. Les étapes A,B,C,D,E et F sont décrites dans le texte.

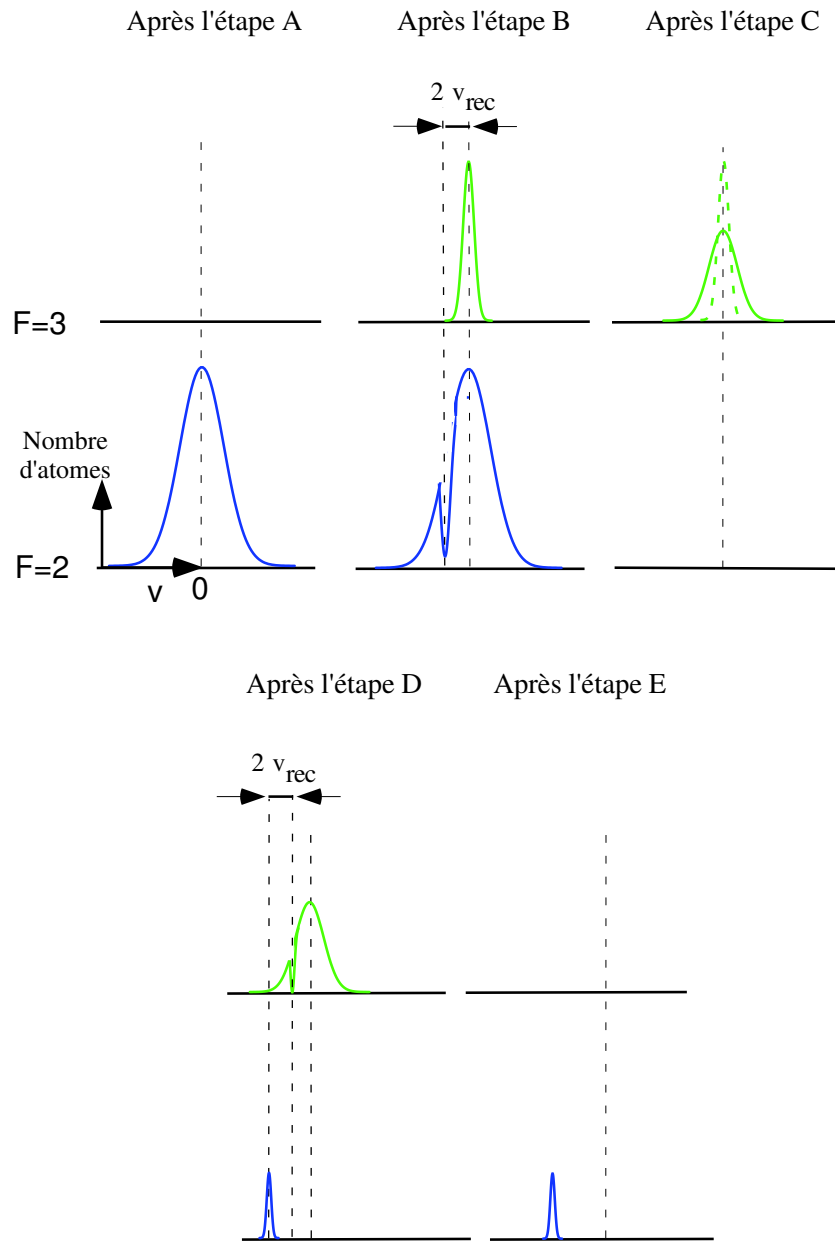


FIG. 2.12: Schéma représentant les distributions en vitesse des atomes de chaque niveau fondamental (plus exactement de chaque sous-niveau $m_F = 0$) au cours de la séquence DVSR2. Le désaccord δ_S de la première impulsion Raman est égal à $\delta_S = -2kv_{\text{rec}}$ et le désaccord δ_a de la deuxième impulsion est quelconque. On a supposé pour la figure que le rebond provoque un élargissement sur la distribution en vitesse des atomes qui rebondissent. On a considéré des impulsions d'efficacité 100%.

Les deux séquences⁷ possibles pour étudier la rugosité du miroir sont représentées sur la figure 2.11.

Pour mieux visualiser ce qu'il se passe au cours de la séquence DVSR2, la figure 2.12 présente les distributions en vitesse des atomes de chaque état fondamental.

Dans une même séquence, les deux impulsions Raman sont réalisées avec la même durée τ . Ceci permet d'une part d'avoir la même efficacité pour les deux transitions Raman (car les autres paramètres des faisceaux Raman sont fixés) et d'autre part d'étudier la distribution en vitesse après rebond avec une résolution aussi fine que la largeur de la sélection en vitesse initiale.

La séquence DVSR2 présente un avantage par rapport à la séquence DVSR3 : la détection finale a lieu en présence de repompeur. On s'attend donc à ce que le signal soit plus élevé dans la séquence DVSR2 que dans la séquence DVSR3. A partir de maintenant, nous allons donc uniquement nous intéresser à la séquence DVSR2 et par simplification, nous appellerons cette séquence DVSR puisqu'il n'y a plus d'ambiguïté.

Pour étudier quantitativement l'élargissement de la distribution en vitesse des atomes dû à la rugosité du miroir, il est aussi intéressant de connaître précisément la distribution en vitesse après la sélection réalisée par la première impulsion Raman. Pour étudier la sélection en vitesse, on peut réaliser expérimentalement la séquence DVS construite sur le même modèle que les séquences DVSR2 et DVSR3. Pendant cette séquence, on ne fait pas rebondir les atomes. La première impulsion Raman a un désaccord δ_s fixée et réalise la sélection en vitesse. On étudie ensuite la distribution en vitesse après la sélection à l'aide de la deuxième impulsion dont on balaye le désaccord δ_a à chaque séquence. Ainsi en réalisant les séquences DVS et DVSR, on peut étudier quantitativement et finement l'effet de la rugosité du miroir sur la distribution en vitesse des atomes.

⁷Le nom de chaque séquence n'a pas été choisie au hasard : DVSR2 signifie par exemple *distribution en vitesse après sélection et rebond pour des atomes préparés dans le niveau $F = 2$* .

Séquence DVS :

- A : Piégeage et préparation des atomes dans le niveau $F = 3$
 B : Transitions Raman sélectives en vitesse de $F = 3$ vers $F = 2$
 C : Elimination des atomes qui sont dans le niveau $F = 3$
 D : Transitions Raman sélectives en vitesse de $F = 2$ vers $F = 3$
 E : Détection des atomes dans $F = 3$ uniquement.

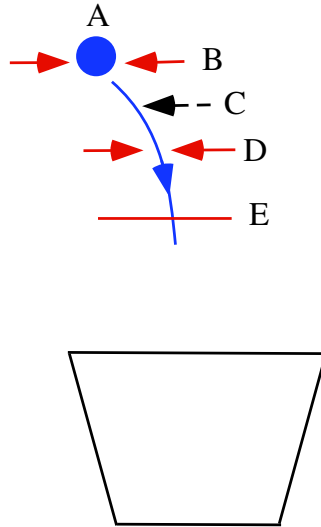


FIG. 2.13: Séquence de l'expérience qui consiste à étudier la distribution en vitesse après la sélection. Les étapes A,B,C,D et E sont décrites dans le texte.

2.4 Description réaliste du rebond

Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux différentes propriétés du miroir atomique. Nous voulons évaluer les pertes d'atomes au cours du rebond et estimer la sélection en vitesse que réalise le miroir. La courbure du miroir va aussi être évaluée.

Seuls les atomes du sous-niveau $m_F = 0$ vont être considérés. Comme nous l'avons vu dans la partie 1.1, le déplacement lumineux du sous-niveau $m_F = 0$ est égal, d'après les équations (1.35), (1.36), à :

$$\Lambda_{DL} = \frac{2}{3}\Lambda, \quad (2.41)$$

où la grandeur Λ représente le déplacement lumineux pour un atome à deux niveaux. L'équation 2.41 est valable quel que soit le niveau fondamental hyperfin considéré et quelle que soit la polarisation de l'onde évanescente (à condition que le désaccord de l'onde évanescente $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$ soit grand devant la structure hyperfine des états excités).

2.4.1 Evaluation de l'émission spontanée au cours du rebond

Lors de leur rebond, les atomes sont en interaction avec l'onde évanescente quasi-résonnante. Ils peuvent donc absorber des photons et en émettre spontanément. Ces processus d'émission spontanée peuvent présenter parfois des avantages pour refroidir des atomes par effet Sisyphé [63, 64, 65]. Pour nos expériences, ces processus d'émission spontanée sont néfastes pour deux raisons.

On peut d'une part perdre des atomes lors du rebond. La réflectivité du miroir diminue en effet car des atomes peuvent retomber après l'émission spontanée dans un autre niveau que le niveau initial. Cet autre niveau peut avoir un déplacement lumineux correspondant à un potentiel attractif. Il peut également avoir un déplacement lumineux correspondant à un potentiel répulsif d'amplitude plus faible que l'énergie incidente des atomes.

Les processus d'émissions spontanées peuvent d'autre part induire une perte de cohérence de l'onde atomique puisqu'ils provoquent une dispersion dans l'espace des vitesses. Ces processus peuvent provoquer un élargissement du nuage atomique au cours du rebond. En 1994, la distribution spatiale des atomes après rebond dans le plan vertical au prisme a été étudiée [66] et de la réflexion diffuse a été mise en évidence : cette réflexion diffuse était induite par des fluctuations de la force dipolaire causées par de l'émission spontanée dans l'onde évanescente. Un élargissement du nuage atomique dans le plan horizontal, causé par ces processus, a également déjà été observé expérimentalement dans la référence [67].

Avant le rebond, les atomes sont dans l'état ($5S_{1/2}F = 3, m_F = 0$). Dans un premier temps, seul le potentiel dipolaire sera considéré. L'interaction de van der Waals sera ensuite prise en compte.

2.4.1.1 Rebond sur un potentiel dipolaire exponentiel

Pour évaluer le nombre moyen d'émissions spontanées par atome P_{es} au cours du rebond, il suffit d'intégrer le taux d'émission spontanée par unité de temps $\frac{dN}{dt}$ (voir équation (1.26)) le long de la trajectoire atomique dans l'onde évanescente [68] :

$$P_{\text{es}} = \int_{\text{trajectoire}} \frac{dN}{dt}(z) \frac{dz}{v_z} = 2 \int_{z_{\text{reb}}}^{\infty} \frac{\Gamma}{2} \frac{s(z)}{1 + s(z)} \frac{dz}{v_z}. \quad (2.42)$$

La grandeur v_z est la projection de la vitesse de l'atome sur l'axe Oz et $s(z)$ est le paramètre de saturation de l'atome qui dépend de l'intensité $I(z)$ de l'onde évanescente. En utilisant la relation de conservation de l'énergie de l'atome et la forme exponentielle de $I(z)$, on trouve [68, 33] :

$$P_{\text{es}} = \frac{\Gamma}{\Delta_{\text{Ti:Sa}}} \frac{M v_{\text{in}}}{\hbar \kappa}, \quad (2.43)$$

où M est la masse atomique, v_{in} est la vitesse incidente des atomes sur le miroir et $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$ le désaccord de l'onde évanescente par rapport à la transition atomique. On constate que le résultat est indépendant de l'intensité lumineuse à la surface du prisme : lorsque l'on augmente l'intensité de l'onde évanescente, le potentiel exponentiel est uniquement translaté sur l'axe Oz et rien n'est donc modifié. On constate aussi que plus la vitesse incidente est élevée plus le nombre de photons émis est important puisque l'atome rentre plus profondément dans l'onde évanescente.

Pour un désaccord de 2.5 GHz, l'équation (2.43) donne $P_{\text{es}} = 0.22$.

2.4.1.2 Prise en compte de l'interaction de van der Waals

Modification de la trajectoire atomique

Le potentiel de van der Waals a pour premier effet de changer la trajectoire de l'atome au cours du rebond. Pour le calcul de P_{es} , l'intégrale de l'équation (2.42) est donc modifiée. On peut montrer néanmoins que ce premier effet ne modifie pas notablement la valeur de P_{es} surtout lorsque l'atome rebondit loin de l'interface. Le potentiel de van der Waals est alors en effet négligeable par rapport au potentiel dipolaire. La modification de la trajectoire atomique a néanmoins tendance à faire augmenter P_{es} . Le potentiel de van de Waals étant attractif, l'atome va en effet sonder des zones où l'intensité lumineuse de l'onde évanescente est plus forte. Lorsque l'on fait l'intégration numérique de l'équation (2.42), on trouve : $P_{\text{es}} = 0.23$ pour un désaccord $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$ de 2.5 GHz, un faisceau incident sur le prisme de polarisation TM et d'intensité au centre de 430 W.cm^{-2} et une hauteur de chute de 2 cm. Ce résultat est peu différent de celui obtenu dans le paragraphe précédent car, nous avons vu dans la partie 1.1.4 et notamment sur la figure 1.6, qu'avec les paramètres expérimentaux considérés, l'interaction de van der Waals est négligeable devant l'énergie incidente des atomes tout au long de la trajectoire atomique.

Modification de la durée de vie

La présence de l'interface vide-diélectrique change également la durée de vie Γ de l'état excité. Pour des distances entre l'atome et la paroi diélectrique supérieures à $\lambda_0/4$, la durée de vie de l'état excité est peu modifiée. Pour des distances plus petites, la durée de vie peut être multipliée par 2. Avec les paramètres expérimentaux cités précédemment, l'atome rebondit à une distance $z \simeq 0.1\lambda_0$ du miroir et il faut donc tenir compte de ces effets.

La référence [69] donne les expressions à utiliser pour les nouvelles durées de vie et la référence [30] détaille les calculs à effectuer. Après calculs, on trouve $P_{\text{es}} = 0.28$ pour une polarisation incidente TM, et les paramètres mentionnés dans le paragraphe précédent.

Evaluation de P_{es} au bord du miroir

Dans ce paragraphe, nous venons de calculer le nombre moyen d'émissions spontanées par atome au cours du rebond lorsque l'on considère les atomes qui rebondissent au centre du miroir. Sur le bord⁸ du miroir, les atomes, étant plus sensibles au potentiel de van der Waals, émettent plus de photons. On peut évaluer qu'à 0.07 mm du bord du miroir (le miroir a une surface effective de 1.4 mm^2 , comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant), pour les mêmes paramètres expérimentaux que précédemment, les atomes peuvent émettre en moyenne $P_{\text{es}} = 0.39$ photons par rebond (on a pris en compte tous les effets précédents : la modification de la trajectoire

⁸Le bord du miroir est défini comme étant l'endroit où l'énergie incidente des atomes est égale au potentiel créé par le miroir.

atomique et celle de la durée de vie par l'interaction de van der Waals). Lorsque l'on calcule P_{es} en dix points différents du miroir équidistants et que l'on effectue une moyenne sur les valeurs trouvées (on suppose que le miroir a une symétrie circulaire, ce qui n'est pas loin d'être le cas expérimentalement), on trouve une valeur moyenne de P_{es} pour l'ensemble du nuage égale à 0.37.

2.4.2 Étude de la surface effective du miroir

Pour calculer le nombre d'atomes réfléchis, nous avons vu qu'il est important de prendre en compte le potentiel de van der Waals lorsque la tache laser est plus petite que la distribution spatiale du nuage atomique incident (voir partie 1.1.4). Dans les expériences réalisées, c'est effectivement le cas.

La tache laser du miroir à onde évanescente a une distribution gaussienne en intensité caractérisée par les mi-largeurs en $1/e^2$ w_x et w_y . Le potentiel dipolaire peut alors s'écrire à la surface du prisme :

$$U_{\text{dip}}(x, y, z = 0) = \hbar \Lambda_0 e^{-2\left(\frac{x^2}{w_x^2} + \frac{y^2}{w_y^2}\right)} \quad (2.44)$$

Lorsque l'on néglige le potentiel de van der Waals, le bord du miroir effectif est alors une ellipse centrée sur la tache laser d'équation :

$$\frac{1}{2} \ln \left(\frac{\Lambda_0}{\Lambda_T} \right) = \frac{x^2}{w_x^2} + \frac{y^2}{w_y^2}, \quad (2.45)$$

où $\Lambda_T = E_{\text{in}}/\hbar$. Le miroir effectif a alors la surface suivante :

$$S_{\text{eff}} = \pi \frac{w_x w_y}{2} \ln \left(\frac{\Lambda_0}{\Lambda_T} \right). \quad (2.46)$$

Pour les paramètres expérimentaux (intensité au centre du faisceau incident sur le prisme polarisé TM = 430 W.cm^{-2} , $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 2.5 \text{ GHz}$, hauteur de chute = 2 cm et $w_x w_y = 0.9 \text{ mm}^2$), la surface effective calculée est égale à $S_{\text{eff}} \simeq 2,95 \text{ mm}^2$.

Lorsque l'on prend en compte le potentiel de van der Waals, on peut toujours écrire les équations (2.45) et (2.46) mais Λ_T n'est plus définie de la même manière. Cette grandeur est alors définie par l'équation suivante :

$$\Lambda_T = (E_{\text{in}} - U_{\text{vdW}}(z_{\text{max}})) e^{2\kappa z_{\text{max}}}, \quad (2.47)$$

où z_{max} est l'ordonnée du point où le potentiel total est maximal.

On calcule alors pour les mêmes paramètres expérimentaux que précédemment $S_{\text{eff}} = 1.4 \text{ mm}^2$. Nous constatons bien ici, que la prise en compte de l'interaction de van der Waals est essentielle : la surface effective calculée ici est 2 fois plus petite que la surface calculée en ne considérant que le potentiel dipolaire !

Si le nuage atomique a une distribution en vitesse initiale caractérisée par une mi-largeur en $1/\sqrt{e}$ égale à $\sigma_v = 7 v_{\text{rec}}$ (nous verrons comment déterminer cette valeur expérimentalement), on s'attend à ce que seulement 3% des atomes initiaux rebondissent.

Lorsque l'on réalise une sélection en vitesse des atomes à l'aide d'une impulsion Raman avant le rebond (par exemple une sélection en vitesse de mi-largeur en $1/\sqrt{e}$ égale à $0.3 v_{\text{rec}}$), on peut évaluer qu'environ 10% des atomes sélectionnés sont réfléchis si le nuage atomique a initialement un mi-largeur en $1/\sqrt{e}$ de l'ordre du millimètre.

Enfin, en considérant la distribution en vitesse initiale des atomes et la taille initiale du nuage atomique (mi-largeur en $1/\sqrt{e}$ de l'ordre du millimètre), il est facile, en connaissant la surface effective du miroir et en considérant l'évolution de chaque classe de vitesse au cours de la chute, de déterminer la sélection en vitesse réalisée par le miroir suivant une direction en supposant la tache laser du miroir isotrope : on trouve pour les mêmes paramètres expérimentaux que précédemment que la distribution en vitesse des atomes après le rebond suivant une dimension a une mi-largeur en $1/\sqrt{e}$ égale à $2.6 v_{\text{rec}}$.

2.4.3 Évaluation de la courbure du miroir due au profil d'intensité

Pour mesurer la rugosité du miroir à atomes, la divergence angulaire du nuage atomique après rebond est comparée à celle du nuage initial. Il est donc intéressant de connaître la courbure du miroir atomique pour évaluer la divergence angulaire induite par celle-ci sur le nuage au cours du rebond.

Le miroir lumineux possède une certaine courbure car la tache laser sur le prisme a une distribution en intensité gaussienne sur une surface plus petite que la taille du nuage atomique. On peut facilement calculer le rayon de courbure R du miroir en connaissant la distribution en intensité gaussienne de la tache laser et en ne considérant que le potentiel dipolaire⁹. Il suffit, pour ce faire, de considérer la surface équipotentielle $U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = E_{\text{in}}$ et on trouve¹⁰ alors $R = \kappa w^2/2$ en supposant la tache laser isotrope ($w_x = w_y = w$). Pour $w = 0.9$ mm, le rayon de courbure est donc égal¹¹ à $R = 4$ m. On peut alors en déduire que la déviation angulaire rms σ_θ de la surface réfléchissante par rapport à une surface plane idéale est de l'ordre de 0.1 mrad. Le miroir peut donc ajouter une vitesse rms transverse sur la distribution en vitesse initiale des atomes de l'ordre de $0.02 v_{\text{rec}}$ (voir la formule (1.62) pour une hauteur de chute de 2 cm) et la divergence angulaire rms induite par le miroir sur une onde atomique incidente plane est de l'ordre de 0.2 mrad.

On peut comparer cette divergence angulaire à la divergence angulaire propre du nuage atomique

⁹Lorsque l'on considère également le potentiel de van der Waals, on peut calculer numériquement R . En effectuant une moyenne sur la surface effective du miroir, on trouve en moyenne $R \simeq 3$ m pour les paramètres expérimentaux suivants : $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 2.5$ GHz, $w_x = w_y = 0.9$ mm et un faisceau incident polarisé TM d'intensité au centre 430 W.cm^{-2} .

¹⁰Le rayon de courbure a été calculé ici au centre de la tache laser mais on montre qu'il est à peu près constant sur l'ensemble du miroir lorsque l'on considère uniquement le potentiel dipolaire.

¹¹Le rayon de courbure R augmente rapidement avec w (évolution quadratique) et σ_θ varie comme $1/w$.

induite par sa distribution en vitesse initiale non nulle. Au mieux dans nos expériences, on réalise, avec les transitions Raman sélectives en vitesse, une sélection en vitesse de mi-largeur en $1/\sqrt{e}$ égale à $\sigma_v \sim 0.3 v_{\text{rec}}$. Une telle distribution en vitesse correspond à une divergence angulaire propre du nuage atomique de l'ordre de $\sigma_v/v_{\text{in}} \simeq 3$ mrad (pour une hauteur de chute de 2 cm).

2.5 Choix de la méthode de détection

La principale difficulté de l'expérience globale dont les séquences ont été présentées dans la partie 2.3.3 réside dans le fait qu'un nombre considérable d'atomes est perdu à chaque étape. La séquence qui va être considérée ici est la séquence DVSR2.

Les pertes d'atomes associées à chaque étape de la séquence vont d'abord être évaluées. Nous allons ensuite voir pourquoi il est judicieux de choisir une méthode de détection par fluorescence par rapport à une méthode de détection par absorption.

2.5.1 Evaluation des pertes d'atomes au cours de la séquence

Le nuage atomique issu du piège magnéto-optique est constitué environ de 10^8 atomes et a une distribution en vitesse de mi-largeur en $e^{-1/2}$ de l'ordre de $\sigma_v = 7 v_{\text{rec}}$.

Pour travailler avec une meilleure résolution que dans les expériences déjà réalisées dans le laboratoire, il est intéressant de réaliser une sélection en vitesse dont la largeur est inférieure à la vitesse de recul (voir partie 1.3). Supposons que l'on fait une sélection en vitesse de $0.7 v_{\text{rec}}$, plus précisément que la distribution en vitesse après la sélection est caractérisée par $\sigma_v = 0.7 v_{\text{rec}}$. Après l'étape B (transition Raman réalisant la sélection), seuls 10% seront sélectionnés. En fait, comme la sélection en vitesse ne s'effectue que sur les atomes de l'état $m_F = 0$, on perd encore un facteur 5 sur le nombre d'atomes en supposant une équipartition des atomes sur les différents sous-niveaux m_F après l'étape de piégeage¹².

Au cours de l'étape C (rebond), nous avons vu dans le paragraphe précédent que des atomes sont aussi perdus car la surface effective du miroir est inférieure à la taille du nuage atomique. Nous avons vu qu'environ 10% des atomes rebondissent sur la surface du miroir après la sélection en vitesse.

Enfin, au cours de l'étape D (transition Raman d'analyse), une deuxième sélection en vitesse est réalisée pour analyser la distribution en vitesse après rebond. On désire avoir un rapport signal à bruit suffisant pour pouvoir observer de petites structures dans la distribution en vitesse. Pour avoir un rapport signal à bruit de 10, il faut pouvoir détecter, après avoir pris en compte les différentes étapes, 2×10^4 atomes. Pour ce dernier chiffre, on a supposé qu'il n'y a pas d'élargissement de la distribution en vitesse pendant le rebond (ceci est justifié d'après la partie 1.2).

¹²On perdrait un facteur 7 si les atomes étaient initialement dans l'état $F=3$.

2.5.2 Choix de la méthode de détection

Pour détecter ce petit nombre d'atomes, une méthode de détection par fluorescence a été choisie. Elle consiste à détecter les photons émis par les atomes dans un certain angle solide lorsque ces derniers interagissent avec un faisceau sonde résonnant. D'un point de vue rapport signal à bruit, cette méthode est souvent plus avantageuse qu'une méthode par absorption consistant à détecter tous les photons du faisceau sonde après traversée du nuage atomique. La méthode de détection par fluorescence permet en effet de détecter un signal sur "fond noir" contrairement à la méthode de détection par absorption. Un calcul d'ordre de grandeur supposant une détection limitée par le **bruit de photons** permet de comparer les deux méthodes.

Considérons un milieu absorbant constitué par le nuage atomique interagissant avec N photons de la sonde résonnante. Soit αN le nombre de photons absorbés par les atomes au cours de l'interaction.

Si on réalise **une détection par absorption** et si le détecteur a un rendement quantique de 1, le signal atomique attendu vaut $s_{\text{abs}} = \alpha N$. Au cours de cette détection, on détecte tous les photons présents dans le faisceau sonde (plus précisément au moment où les atomes traversent le faisceau sonde, on détecte $N(1 - \alpha) \simeq N$ photons). Lorsque l'on est limité par le bruit de photons, le bruit est donc égal à $b_{\text{abs}} = \sqrt{N}$. On en déduit le rapport signal à bruit :

$$\left(\frac{s}{b}\right)_{\text{abs}} = \alpha\sqrt{N}. \quad (2.48)$$

Pour la **méthode de détection par fluorescence**, seuls les photons émis dans l'angle solide Ω sont détectés. Le signal est alors égal à $s_{\text{fluo}} = \alpha N \Omega / (4\pi)$. Lorsque l'on considère le bruit sur le signal, ce dernier vaut alors $b_{\text{fluo}} = \sqrt{\alpha N \Omega / (4\pi)}$ (on considère toujours le bruit de photons). Remarquons que suivant les situations expérimentales considérées, le bruit limitant peut être aussi le bruit sur le fond (bruit d'obscurité du détecteur, bruit sur le fond induit par la présence de la lumière parasite). Ne connaissant pas *a priori* le bruit sur le fond, considérons le bruit sur le signal (on suppose que le bruit d'obscurité du détecteur est notamment négligeable).

Il vient pour le rapport signal à bruit :

$$\left(\frac{s}{b}\right)_{\text{fluo}} = \sqrt{\alpha N \frac{\Omega}{4\pi}}. \quad (2.49)$$

Comparons maintenant les deux méthodes :

$$\frac{(s/b)_{\text{fluo}}}{(s/b)_{\text{abs}}} = \sqrt{\frac{\Omega}{4\pi} \frac{1}{\alpha}}. \quad (2.50)$$

La méthode par fluorescence devient plus avantageuse à partir du moment où $\frac{\Omega}{4\pi} > \alpha$. L'angle solide utilisé dans notre dispositif est tel que $\Omega/(4\pi) \simeq 0.01$. Lorsque l'on considère 10^4 atomes

interagissant¹³ avec un faisceau sonde saturant de puissance lumineuse 3 mW, l'ordre de grandeur de l'absorption α est $\alpha \simeq 1 \times 10^{-5}$. Il apparaît donc clairement, à l'aide de ce modèle simple, qu'utiliser la méthode de détection par fluorescence est bien plus avantageux pour de très faibles absorptions.

Remarques

- Le raisonnement précédent a été effectué en supposant que le dispositif est limité par le bruit de photons. Dans le cas, où l'on considère d'autres types de bruit (comme le bruit technique du laser), la détection par fluorescence devient encore plus avantageuse pour de faibles absorptions. Lorsque l'on considère du bruit technique en amplitude proportionnel au nombre de photons détectés, le rapport 2.50 devient en effet égal à $1/\alpha$.
- Il n'est pas facile *a priori* de savoir pour la détection par fluorescence si on est limité par le bruit sur le signal ou le bruit sur le fond. Expérimentalement, nous avons testé les deux types de détection et avons vérifié que la détection par fluorescence est plus avantageuse que la détection par absorption (voir paragraphe 3.4.4).

2.5.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit la manière dont les transitions Raman sélectives en vitesse vont être utilisées pour étudier la spécularité d'un miroir atomique à onde évanescente. Ces transitions vont être utilisées pour à la fois réaliser une sélection en vitesse avant le rebond et à la fois pour analyser la distribution en vitesse après la sélection et le rebond. Pour nos expériences, nous avons vu qu'il est préférable d'utiliser des impulsions de forme Blackman afin d'avoir une bonne résolution dans nos études. Il est important aussi de bien compenser les déplacements lumineux des deux états fondamentaux électroniques.

L'étape du rebond a été caractérisée en détail et les pertes d'atomes au cours de cette étape ont été évaluées. La surface effective du miroir ainsi que le nombre de photons échangés par atome lors de l'interaction avec l'onde évanescente quasi-résonnante ont été calculés.

Les séquences importantes à réaliser expérimentalement ont été présentées en détail. Lors de ces séquences, il est ressorti que la difficulté principale de ces expériences repose dans le fait qu'à chaque étape de la séquence, un grand nombre d'atomes est perdu. Pour contourner cette difficulté, une méthode de détection par fluorescence a été choisie.

¹³En réalité expérimentalement, la détection est réalisée par temps de vol et seule une fraction des atomes interagissent avec le faisceau sonde à un moment donné car la taille du nuage atomique est supérieure à la taille du faisceau laser dans la direction verticale.

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Ce chapitre est consacré à la présentation du dispositif expérimental mis en place pour étudier la spécularité d'un miroir à onde évanescente. Au vu du chapitre 2, le dispositif expérimental doit comprendre les différents éléments suivants :

- la source d'atomes froids
- le miroir à onde évanescente
- les faisceaux Raman
- le dispositif de détection des atomes par fluorescence
- le faisceau *pousseur* permettant de pousser les atomes du niveau fondamental $F = 3$
- la partie informatique gérant les séquences temporelles et l'acquisition des données.

Nous n'allons pas nous attarder sur la description du piège magnéto-optique ni sur la description du laser Ti:Sa utilisé pour créer l'onde évanescente, car ces dispositifs ont déjà été décrits largement dans d'autres références [32, 70]. Les parties du dispositif que nous avons réalisées vont par contre être détaillées et les modifications apportées au montage préexistant soulignées.

3.1 Source d'atomes froids

Pour étudier la rugosité d'un miroir lumineux en effectuant des sélections en vitesse sur les atomes, il est avantageux de partir d'une source d'atomes préalablement refroidis. Nous avons vu aussi dans le chapitre 2, qu'il est utile de pouvoir préparer les atomes soit dans le niveau fondamental $F = 2$, soit dans le niveau fondamental $F = 3$.

3.1.1 Piège magnéto-optique

L'enceinte à vide dans laquelle ont été réalisées toutes les expériences a été décrite dans la thèse d'Arnaud Landragin [32]. Elle est divisée en trois parties : le four, le jet et la chambre d'expérimentation.

Nous avons mis en place un nouveau four créant le jet d'atomes sur le modèle du four utilisé dans l'expérience sur le condensat de Bose Einstein dans notre laboratoire. Ce four est décrit en détail dans la référence [71]. Il est chauffé autour de 170°C et la pression de vapeur est typiquement de l'ordre de 10^{-2} mbar. Les atomes s'échappent du four à une vitesse moyenne de l'ordre de 300 m/s.

Le jet est séparé de la chambre d'expérimentation par un diaphragme de 5 mm permettant à la fois de collimater le jet d'atomes de Rb et d'effectuer un pompage différentiel entre le jet et l'enceinte à vide. Le vide atteint dans la chambre à vide (quelques 10^{-9} mbar) est suffisant pour que les pertes d'atomes par collisions avec le gaz résiduel ne nous limitent pas. Typiquement, la durée de vie du piège lorsque l'on coupe le chargement (en coupant le faisceau ralentisseur) est de l'ordre de 3 secondes. La distance totale entre le four et le centre de l'enceinte est de 0.9 m.

Pour piéger les atomes de Rb, on doit au préalable les ralentir. Cette étape est réalisée à l'aide de la pression de radiation et permet de ralentir les atomes jusqu'à une vitesse presque nulle (de l'ordre de 17 m/s) [72, 73, 74]. Pour ce faire, nous utilisons un faisceau laser ralentisseur dont la fréquence est balayée pour rester en permanence en résonance avec la transition atomique (il s'agit de la méthode de glissement de fréquence ou *chirping* en anglais). Pour balayer la fréquence du laser sur une plage de 500 MHz, on module en dents de scie à une fréquence de 150 Hz le courant d'alimentation de la diode laser qui génère le faisceau. Cette diode est asservie sur la transition $F = 3 \rightarrow F_e = 4$ de la raie D_2 du Rubidium (voir figure 1.5). Un faisceau laser repompeur asservi sur la transition $F = 2 \rightarrow F_e = 3$ de la raie D_1 est superposé sur le faisceau ralentisseur car les atomes peuvent se désexciter spontanément vers le niveau fondamental $F = 2$. Ce faisceau est lui aussi balayé en fréquence.

On piège ensuite les atomes ralentis dans un piège magnéto-optique formé par trois paires de faisceaux laser contrapropageants de polarisation σ^+ et σ^- et par un gradient de champ magnétique [75, 76]. La particularité de notre piège réside dans le fait que les trois paires de faisceaux piégeants ne se croisent pas à 90° (voir figure 3.1). Deux paires sont dans le plan horizontal et sont perpendiculaires. La dernière paire est suivant une direction inclinée de 45° par rapport au plan horizontal. Cette configuration nous permet d'avoir un accès optique dans la direction verticale pour positionner le miroir à atomes. Elle nous permet aussi d'imager dans le plan horizontal le nuage atomique au cours de la chute et du rebond [16, 22, 24]. Ce piège magnéto-optique a néanmoins des caractéristiques identiques à celles d'autres pièges décrits dans la littérature.

Les trois paires de faisceaux piégeants sont générées par une même diode laser d'une puissance de 50 mW. La fréquence des faisceaux piégeants peut être facilement contrôlée : la diode laser d'où ils sont issus est injectée par un autre faisceau laser qui effectue un double-passage dans un modulateur acousto-optique nommé AO1 (voir figure 3.2). Ce faisceau est créé par une diode laser DBR (Distributed Bragg reflector) dont la largeur de raie est d'environ 1.5 MHz. En changeant la fréquence de l'onde radio-fréquence alimentant le modulateur AO1, on peut donc changer la fréquence des faisceaux piégeants. En pratique, on varie la fréquence des faisceaux sur une plage de l'ordre de 50 MHz. La diode laser DBR est asservie en fréquence par une technique

d'absorption saturée sur la raie D_2 .

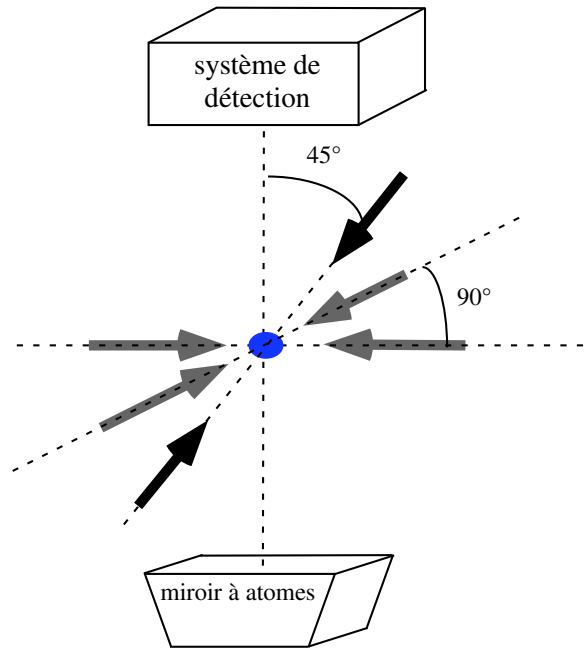


FIG. 3.1: Description du piège magnéto-optique. Tous les faisceaux piégeants ne se croisent pas à 90° de manière à pouvoir mettre sur l'axe vertical le miroir à atomes et le système de détection.

On peut aussi facilement modifier la puissance des faisceaux piégeants puisque ces derniers sont diffractés par un autre modulateur acousto-optique AO2 dans l'ordre -1 (voir figure 3.2). En contrôlant l'amplitude de l'onde radiofréquence alimentant le modulateur AO2, on peut ainsi contrôler la puissance des faisceaux piégeants assez précisément. Tous les paramètres du piège sont contrôlés par informatique. Enfin, des obturateurs mécaniques sont utilisés sur les faisceaux pour éliminer toute lumière parasite (même lorsqu'un modulateur acousto-optique n'est pas alimenté par une onde radio-fréquence, ce dernier n'a pas une efficacité rigoureusement nulle). Pour la raison qui est apparue dans la partie décrivant la phase de ralentissement, on superpose sur les faisceaux piégeants un faisceau repompeur asservi sur la transition $F = 2 \rightarrow F_e = 3$ de la raie D_1 .

Le gradient de champ magnétique du piège est créé par deux bobines d'axe vertical en configuration *anti-Helmholtz* (courants égaux et de sens opposés). Chaque bobine est constituée de 9 spires creuses en cuivre dans lesquelles on fait circuler de l'eau pour les refroidir. Chaque spire est parcourue par un courant de 20 A. L'ensemble produit un gradient de champ magnétique de 20 G/cm.

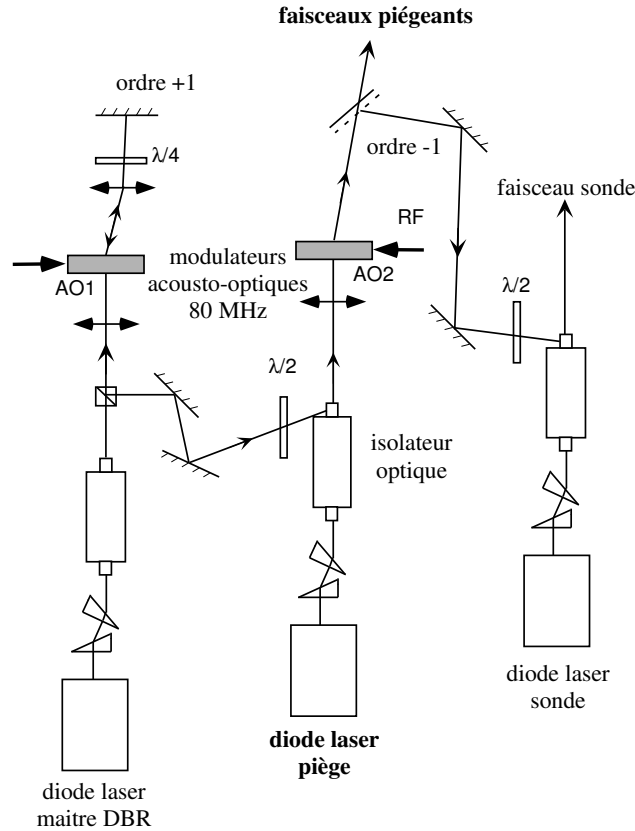


FIG. 3.2: *Dispositif expérimental permettant de créer les faisceaux piégeants. Le modulateur acousto-optique AO1 permet de changer leur fréquence et le modulateur AO2 permet de contrôler leur puissance. La réalisation du faisceau sonde qui sera décrite un peu plus loin a aussi été représentée.*

Le nombre d'atomes piégés est estimé en mesurant la fluorescence des atomes interagissant avec les faisceaux pièges. Une lentille permet de faire l'image du piège sur une photodiode calibrée. En supposant que le coefficient de Clebsch-Gordan est égal à 1 pour la transition $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4\rangle$, on trouve qu'au bout de 2 secondes de chargement, on a typiquement 3×10^8 atomes.

3.1.2 Mélasse optique

Après la phase de piégeage, on réalise une phase de mélasse optique. Au cours de cette phase le champ magnétique de piégeage est coupé (il se coupe en $200 \mu s$) alors que les faisceaux lasers piégeants sont toujours présents. Les atomes sont alors refroidis par un mécanisme de refroidissement Sisyphé [77, 78]. Pour choisir les paramètres expérimentaux des faisceaux piégeants pendant cette phase, il faut trouver un compromis entre un refroidissement efficace et une perte peu importante du nombre d'atomes. On étudie le nombre d'atomes et la température suivant

l'axe vertical par temps de vol¹. Finalement après optimisation, nous avons choisi une mélasse de durée 16.5 ms, des faisceaux piégeants avec 40% de leur puissance initiale et désaccordés de -52 MHz par rapport à la transition atomique $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4\rangle$.

Pour que la phase de refroidissement soit efficace, le champ magnétique résiduel régnant dans l'enceinte d'expérimentation doit être compensé. Des éléments tels qu'une pompe ionique, l'alimentation du laser Argon (ce laser pompe le laser Ti:Sa) participent à un environnement magnétique. Cette compensation est également nécessaire pour effectuer les transitions Raman car au cours de ces transitions, l'axe de quantification est fixé par le champ magnétique directeur. Pour minimiser ces champs résiduels, trois paires de bobines en configuration de Helmholtz sont utilisées. Ces bobines sont situées à l'extérieur de l'enceinte et sont constituées de 96 spires chacune. Deux paires créent un champ dans le plan horizontal et ont des spires rectangulaires de côté 75 cm. La troisième paire crée un champ dans la direction verticale et a une forme circulaire. Ces bobines permettent de contrôler à 10 mG près le champ magnétique sur le volume du nuage atomique. La procédure de réglage fin des courants dans ces paires de bobines à l'aide des transitions Raman sera décrite dans le chapitre 4 .

3.1.3 Préparation des atomes dans les états fondamentaux $F=2$ ou $F=3$

A la fin de la phase de mélasse optique, les atomes sont préparés dans l'un des niveaux fondamentaux électroniques $F = 2$ ou $F = 3$.

Un faisceau repompeur asservi sur la transition $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{1/2}, F = 3\rangle$ de la raie D_1 est superposé aux faisceaux piégeants asservis sur la transition fermée $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4\rangle$ de la raie D_2 . Pour pomper les atomes dans un des niveaux fondamentaux, il suffit de jouer sur les coupures successives des faisceaux piégeants et du faisceau repompeur. Les faisceaux piégeants peuvent être coupés très rapidement avec le modulateur acousto-optique AO2 (voir la figure 3.2), un modulateur acousto-optique ayant un temps de réponse de l'ordre de $10 \mu s$. Aucun modulateur n'est par contre présent sur le faisceau repompeur. Un obturateur mécanique se fermant sur un temps de l'ordre de la ms, un télescope optique et un obturateur mécanique au foyer image de la première lentille ont été placés sur le trajet du faisceau repompeur. Au foyer image, le col du faisceau est de $50 \mu m$ et nous arrivons à couper le faisceau en $100 \mu s$.

Pour préparer les atomes dans le **niveau fondamental électronique $F = 3$** après la phase de mélasse, le faisceau repompeur est coupé $500 \mu s$ après la coupure des faisceaux piégeants. Pendant la phase où seul le repompeur est présent, les atomes sont repompés dans le niveau fondamental $F = 3$. Un atome n'a besoin d'échanger que quelques photons pour tomber dans le niveau désiré. Un atome excité a en effet une probabilité voisine de $1/2$ de tomber dans le niveau fondamental $F = 3$ au cours d'une émission spontanée. Avec un temps d'interaction de $500 \mu s$ et le faisceau repompeur utilisé, un atome peut absorber 9000 photons. Ceci est largement suffisant

¹Notons que nous avons vérifié dans des expériences précédentes que la température dans le nuage est isotrope.

pour pomper ce dernier dans le niveau fondamental $F = 3$.

De la même manière, pour préparer les atomes dans le **niveau fondamental électronique** $F = 2$, le faisceau repompeur est coupé 1 ms avant la coupure des faisceaux piégeants désaccordés de -52 MHz par rapport à la transition atomique $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4\rangle$ (pendant la phase de mélasse). Lors de l'absorption d'un photon, les atomes ont environ deux fois plus de chances d'être excités dans le niveau $|5P_{3/2}, F = 3\rangle$ que dans le niveau $|5P_{3/2}, F = 4\rangle$. Les atomes excités dans le niveau $|5P_{1/2}, F = 3\rangle$ peuvent ensuite se désexciter en retombant dans le niveau fondamental $F = 2$. On calcule qu'à la fin de la mélasse, lorsque le repompeur est coupé, les atomes échangent quelques centaines de photons. Cet échange de photons est suffisant pour pomper les atomes dans le niveau $F = 2$.

La préparation des atomes a été caractérisée avec la détection que nous avons mise en place (voir paragraphe 3.4). Nous avons évalué qu'après la phase de préparation, seuls 6% des atomes sont préparés dans le mauvais état.

3.2 Miroir à atomes

Pour réaliser un miroir atomique à onde évanescente, il est intéressant d'avoir une puissance laser assez élevée (plusieurs Watts). Disposer d'une puissance élevée permet d'utiliser un grand désaccord $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$. Ceci permet alors de minimiser les processus d'émissions spontanées au cours du rebond responsables d'une perte de cohérence de l'onde atomique. Pour créer l'onde évanescente, nous utilisons un laser fabriqué dans le laboratoire utilisant comme milieu amplificateur un cristal de saphir (Al_2O_3) dopé au titane ($\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$) délivrant en continu une puissance de 5 W. Par rapport au dispositif décrit dans les références [32, 70], les quelques modifications qui ont été apportées vont être évoquées.

3.2.1 Laser Ti:Sa

Le laser Ti:Sa a été soigneusement décrit dans les références [32, 70]. Ce laser est pompé par un laser continu Argon commercial (modèle Innova 400 de Coherent) utilisé à une puissance typique de 22 W. Le laser Ti:Sa est un laser en anneau contenant un certain nombre d'éléments sélectifs en fréquence : un filtre de Lyot, un étalon mince et un étalon épais asservi en température ($\pm 0.1^\circ$). La puissance disponible délivrée par le laser Ti:Sa est de l'ordre de 5 W à 780 nm. Le faisceau issu du laser est monomode transverse TEM_{00} et longitudinal.

Pendant plusieurs mois, le laser Ti:Sa a présenté de grosses fluctuations en puissance (de l'ordre de 20%) et de fréquents sauts de mode. Nous avons résolu ce problème en déplaçant le laser de pompage. Initialement posé sur un support suspendu en-dessous de la table optique sur laquelle se trouvait le laser Ti:Sa, celui-ci a été remonté sur la même table que le Ti:Sa. Depuis, le laser Ti:Sa ne présente que rarement des sauts de mode et a une puissance très stable (la puissance

varie de 2% sur plusieurs heures).

Pour asservir le laser Ti:Sa en fréquence, nous asservissons la longueur de la cavité du laser en utilisant un miroir monté sur une cale piézo-électrique. On couple un faisceau annexe issu du laser dans une cavité Fabry-Pérot de finesse 150 asservie en température. Le signal d'erreur est généré en détectant la puissance du faisceau transmis par la cavité à l'aide d'une photodiode. On crée le signal d'erreur en additionnant au signal issu de ce cette photodiode, une tension constante pour ramener le signal autour de zéro. L'asservissement réalisé est stable pendant plusieurs heures et la fréquence du laser Ti:Sa fluctue uniquement de 10 MHz pendant ce laps de temps.

Pour bien contrôler le désaccord $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$ du laser, un battement entre un faisceau annexe issu du laser et le faisceau sonde dont on connaît parfaitement la fréquence (voir partie 3.4.1) a été effectué à l'aide d'une photodiode rapide.

3.2.2 Réalisation du miroir

Pour avoir une tache laser de bonne qualité et bien homogène sur le prisme de verre, un filtrage spatial est effectué sur le faisceau en sortie du laser Ti:Sa à l'aide d'un trou de filtrage. Des obturateurs mécaniques contrôlés par ordinateur sont placés sur le trajet du faisceau afin de pouvoir moduler en amplitude l'onde évanescente du miroir. La polarisation du faisceau laser incident sur le prisme est contrôlée à l'aide d'une lame demi-onde. Pour les expériences portant sur la rugosité du miroir lumineux, nous avons choisi une polarisation incidente TM car le facteur de transmission en intensité T_{TM} est supérieur au facteur de transmission T_{TE} (voir partie 1.1). La polarisation incidente du laser sur le prisme est linéaire et dans la bonne direction avec une incertitude de 8° .

Pour mesurer la taille du faisceau laser incident sur la face supérieure du prisme dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation du laser, le faisceau transmis par le miroir M (voir figure 3.3) est utilisé. Le profil du faisceau est enregistré sur une caméra CCD placée à la même distance du miroir M que la surface supérieure du prisme. On mesure alors les mi-largeurs à $1/e^2$ du faisceau $w_{x'}$ et $w_{y'}$ suivant les directions Ox' et Oy' respectivement (voir figure 3.3). On a alors accès aux rayons w_x et w_y de la tache laser à la surface du prisme suivant les directions Ox et Oy :

$$w_x = \frac{w_{x'}}{\cos \theta_1} \quad (3.1)$$

$$w_y = w_{y'}. \quad (3.2)$$

La mesure de l'angle θ_1 est déduite de la position du faisceau laser sur les hublots d'entrée et de sortie et de la position du prisme dans l'enceinte à vide. Nous avons calculé dans notre dispositif : $\theta_1 = 53.5^\circ$, $w_x = 0.95$ mm et $w_y = 0.94$ mm (à 7% près). La géométrie de l'enceinte à vide impose que l'angle θ_1 est compris entre les valeurs $50^\circ \leq \theta_1 \leq 55^\circ$.

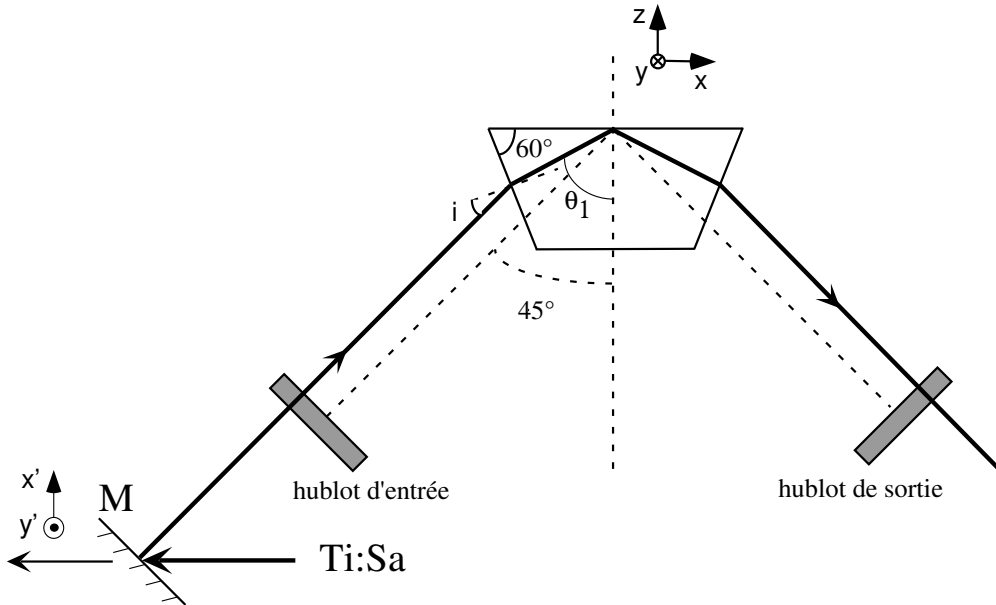


FIG. 3.3: La géométrie de notre enceinte à vide nous impose un angle d'incidence i particulier entre le faisceau du laser Ti:Sa et le prisme. Nous mesurons la taille de la tache laser à la surface du prisme de manière indirecte en mesurant la taille du faisceau transmis par le miroir M .

Expérimentalement, en étudiant la hauteur des signaux de temps de vol, nous avons observé qu'environ 6% des atomes sont réfléchis pour un désaccord du laser de 2.5 GHz et un faisceau laser incident d'intensité au centre 500 W.cm^{-2} . Ce chiffre est compatible avec la surface effective du miroir calculée (voir paragraphe 2.4.2). En étudiant également la position temporelle des différents signaux de temps de vol (en chute et après le rebond), on peut calculer que le miroir est situé 20.7 mm en-dessous du piège.

3.3 Faisceaux Raman

Les niveaux fondamentaux $F = 2$ et $F = 3$ de l'atome de ^{85}Rb sont séparés en fréquence de 3.036 GHz (voir figure 1.5). D'après le chapitre 2, les faisceaux Raman doivent donc satisfaire deux conditions essentielles :

- ils doivent être très cohérents en phase (à mieux que le kHz près)
- ils doivent être décalés en fréquence de précisément 3.036 GHz.

Pour créer deux faisceaux remplissant ces deux conditions, nous avons choisi d'utiliser une technique d'injection optique et de modulation haute fréquence. Le courant d'une diode laser maître est modulé à 1.518 GHz et chacune des deux premières bandes latérales du spectre de cette diode est injectée sur une diode laser esclave. Les deux diodes esclaves sont alors bien décalées en fréquence de 3.036 GHz et verrouillées en phase sur la diode maître.

D'après les études du chapitre 2, des impulsions temporelles Blackman vont être réalisées. Pour créer de telles impulsions, nous utilisons des modulateurs acousto-optiques contrôlés par informatique.

Enfin, pour amener les faisceaux Raman vers l'enceinte d'expérimentation, nous utilisons des fibres optiques polarisantes.

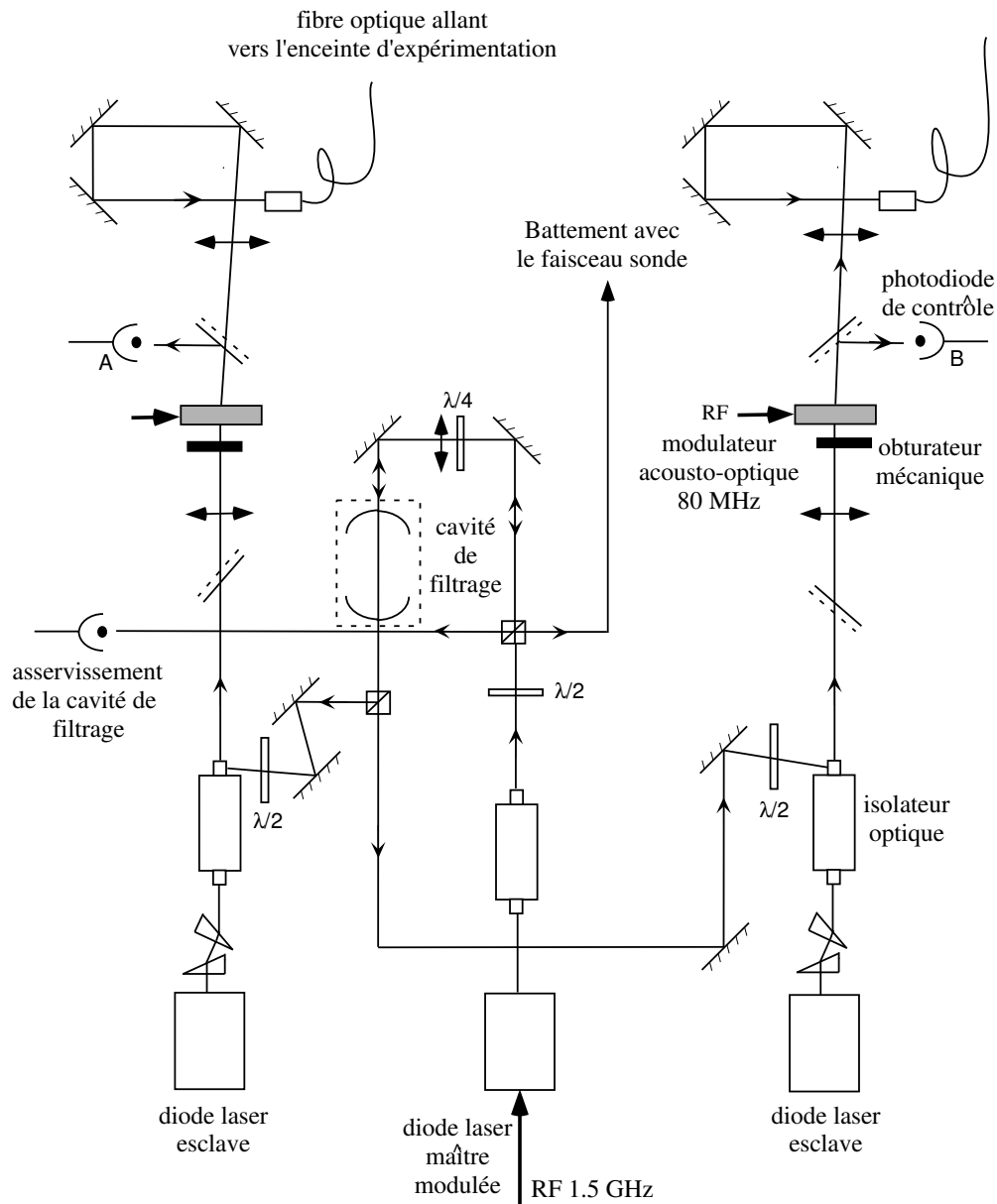


FIG. 3.4: Dispositif optique créant les faisceaux Raman. On a fait apparaître sur ce dessin toutes les étapes importantes qui interviennent dans la création des faisceaux : la réalisation des injections, la réalisation des impulsions temporelles, le couplage dans les fibres.

La figure 3.4 présente le dispositif optique global que nous avons réalisé pour créer les faisceaux Raman. La puissance maximale de chaque faisceau après les fibres est de 18 mW. Chaque diode laser délivre une puissance de 45 mW. L'ensemble (prismes anamorphoseurs et isolateur optique) provoque une perte environ de 20% sur la puissance initiale. La diffraction dans le modulateur acousto-optique dans l'ordre 1 provoque une perte de l'ordre de 15%. Enfin, on couple au mieux 65% de la puissance dans les fibres.

Les différentes étapes dans la réalisation du dispositif optique global vont maintenant être décrites en détail.

3.3.1 Réalisation des faisceaux

La diode maître

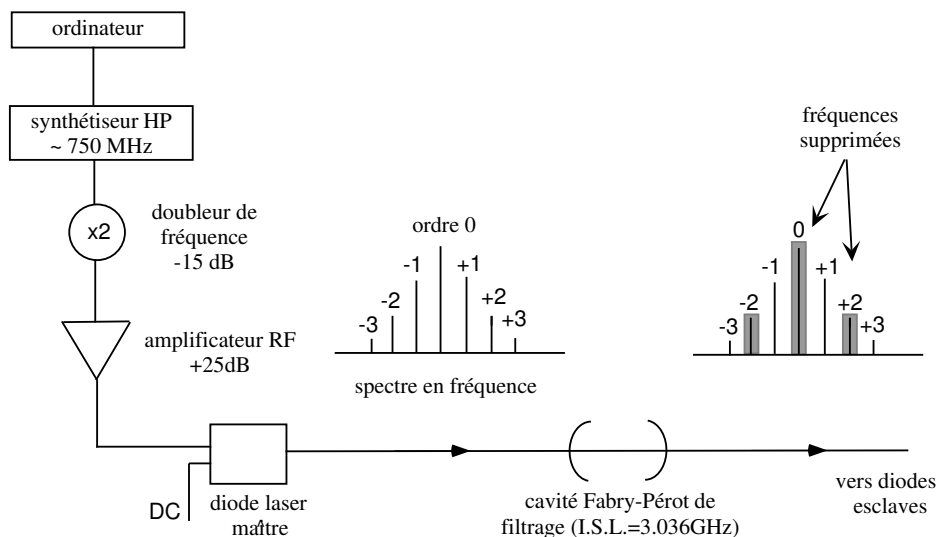


FIG. 3.5: Dispositif électrique permettant de moduler la diode maître. Le rôle de la cavité Fabry-Pérot de filtrage est présenté. Cette dernière a un intervalle spectral libre (I.S.L.) de 3.036 GHz.

- Pour moduler le courant de la diode maître, nous utilisons un synthétiseur H.P. programmable via la carte G.P.I.B. d'un ordinateur. Le contrôle informatique de la fréquence de ce synthétiseur est indispensable pour bien contrôler le **désaccord** δ des faisceaux Raman par rapport à la transition hyperfine (cf figure 2.1). La précision sur la fréquence de l'onde radio-fréquence (R.F.) que délivre ce synthétiseur est meilleure que 10^{-2} kHz. Le générateur ne pouvant délivrer que des ondes radio-fréquences de fréquence inférieures à 1 GHz, un doubleur en fréquence est utilisé après le synthétiseur (voir figure 3.5). Pour réaliser la modulation du courant de la diode maître, une adaptation d'impédance en utilisant un circuit RLC a été effectuée. La puissance R.F. envoyée dans la diode laser est typiquement de l'ordre de 13 dBm. Avec une telle puissance R.F., 55% de la puissance lumineuse se trouve dans les bandes latérales d'ordre ± 1 , 10% dans les bandes

latérales d'ordre ± 2 , et 1% dans les bandes latérales d'ordre ± 3 . Notons qu'il vaut mieux ne pas avoir un trop grand nombre de bandes latérales d'ordre supérieur à 1 car celles-ci peuvent s'injecter de manière indésirable ensuite dans les diodes esclaves.

- La fréquence de la diode maître fixe le **désaccord** Δ de chaque faisceau Raman (cf figure 2.1). Nous avons choisi de ne pas asservir en fréquence la diode maître pour avoir une certaine liberté dans le choix de Δ . Cette méthode est d'une part flexible pour changer la finesse de la sélection en vitesse tout en conservant une impulsion Raman π . Pour ce faire, on change en effet à la fois la durée de l'impulsion et le désaccord Δ . Le choix des différents paramètres sera détaillé dans le prochain chapitre. Cette méthode est d'autre part possible car la fréquence de la diode maître libre ne fluctue pas beaucoup (fluctuations de 30 MHz sur un laps de temps de plusieurs heures) par rapport aux désaccords typiques utilisés (500 MHz, 1 GHz, 1.5 GHz).

Pour connaître et contrôler précisément en permanence le désaccord Δ , un battement entre une partie du faisceau délivrée par la diode maître modulée et un faisceau annexe issu du faisceau sonde (dont le fréquence est parfaitement connue, voir paragraphe 3.4.1) a été réalisé. Pour observer ce battement, une photodiode rapide dont la bande passante est de l'ordre de 3 GHz a été fabriquée dans le laboratoire.

La cavité Fabry-Pérot de filtrage

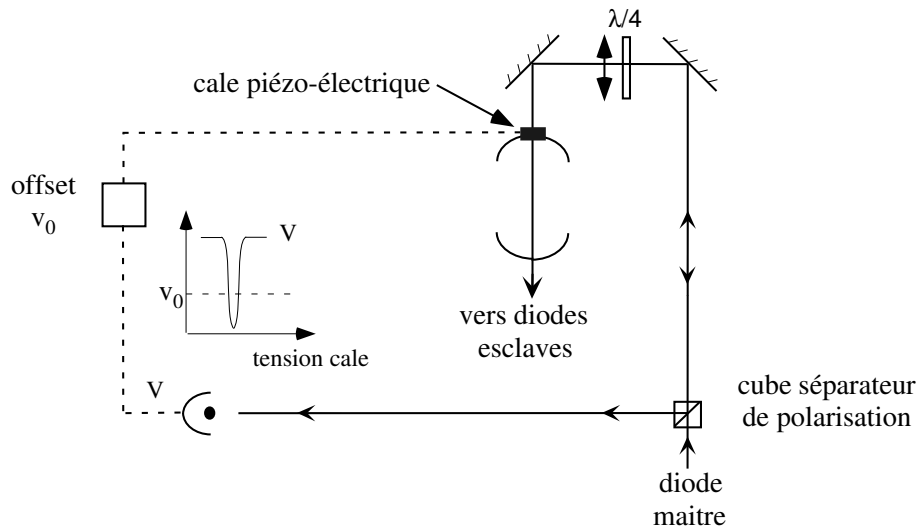


FIG. 3.6: Cavité Fabry-Pérot de filtrage. On utilise le faisceau transmis par la cavité pour injecter les diodes esclaves. On utilise le faisceau réfléchi pour asservir la cavité. Le faisceau réfléchi est récupéré en utilisant une lame quart-d'onde et un cube séparateur de polarisation.

Les plages d'injection en fréquence typiques de diodes laser sont de l'ordre du GHz. Il est donc difficile d'injecter une diode esclave sur une seule bande latérale de la diode maître modulée ². Nous avons donc choisi de mettre en place une cavité Fabry-Pérot de filtrage d'intervalle spectral libre 3.036 GHz filtrant tous les ordres pairs sur le faisceau de la diode maître modulée (voir figure 3.5). La cavité Fabry-Pérot de filtrage qui a été fabriquée est constituée de deux miroirs sphériques concaves de rayon de courbure 10 cm distants de 5 cm, avec un coefficient de réflexion de 99% (la cavité n'est donc pas confocale). La cavité réalisée a une finesse mesurée de 130.

Le faisceau transmis par la cavité Fabry-Pérot est utilisé pour injecter les diodes esclaves. Le faisceau réfléchi est utilisé pour asservir la longueur de la cavité, via une cale piézoélectrique montée sur l'un des miroirs (voir figure 3.6). Le signal d'erreur est obtenu directement en additionnant au signal électrique issu de la photodiode détectant le faisceau réfléchi une tension constante V_0 (ceci permet de ramener le signal de la photodiode autour de zéro). Lorsque la cavité est asservie, le signal de réflexion n'est donc pas minimal puisque le point de fonctionnement de la cavité asservie correspond à un point sur le flanc du signal de réflexion (voir figure 3.6) et la puissance transmise n'est pas maximale. Ce dernier constat ne représente pas un inconvénient car la puissance lumineuse transmise par la cavité asservie est suffisante pour injecter les diodes esclaves (puisque l'on désire des plages d'injection telles que seule une bande latérale de la diode maître soit injectée dans une diode esclave).

Cet asservissement a d'autre part l'avantage de ne pas moduler la tension aux bornes de la cale piézoélectrique. Dans un premier temps, nous avons réalisé en effet un asservissement en modulant cette tension mais ce dernier s'est avéré inapproprié : le faisceau de la diode maître transmis par la cavité présentait une modulation d'intensité et de fréquence parasite. Cette modulation parasite se répercutait sur les faisceaux des diodes esclaves Raman et sur la forme du profil d'excitation expérimental des transitions Raman.

La cavité asservie transmet les bandes latérales d'ordre ± 1 et filtre les bandes latérales d'ordre pair. L'asservissement obtenu est stable pendant plusieurs heures.

Les injections des diodes esclaves

Les points de fonctionnement (courant et température) des diodes lasers esclaves sont choisis de manière à ce que les diodes lasent naturellement à la longueur d'onde de la raie D_2 du Rubidium. Pour injecter chaque diode esclave sur une seule bande latérale ± 1 du spectre de la diode maître modulée, nous jouons à la fois sur la puissance lumineuse des faisceaux injectant chaque diode et à la fois sur les courants d'alimentation de celles-ci. Le choix de ces paramètres est guidé par le fait que l'on désire les plages d'injection les plus petites possibles (pour n'injecter qu'une seule bande latérale) tout en obtenant des injections stables pendant plusieurs heures. Après optimisation, les plages d'injection en fréquence des diodes esclaves sont de l'ordre de 300 MHz.

²Nous y étions néanmoins parvenus en baissant la puissance lumineuse dans le faisceau d'injection et en jouant sur l'intensité du courant de la diode esclave mais le point de fonctionnement n'était pas suffisamment stable.

Les spectres en fréquence de chacune des diodes sont observés en permanence en utilisant une cavité Fabry-Pérot confocale d'intervalle spectral libre 7.5 GHz et de finesse 150.

Remarque :

Dans une première phase de l'expérience, nous avons utilisé des diodes laser délivrant une puissance de 50 mW à 780 nm de marque Hitachi référence HL 7851G. Actuellement, nous utilisons des diodes Sanyo ref. DL-7140-201 plus puissantes (75 mW).

3.3.2 Cohérence des faisceaux

a

b

FIG. 3.7: *Battement entre les deux faisceaux Raman à 3.036 GHz. Sur la figure a (b), la résolution en fréquence de l'analyseur de spectre est de 30 Hz (10 Hz) et la plage totale en fréquence balayée est de 5 kHz (100 Hz).*

Pour étudier la cohérence en phase des faisceaux, un battement à 3 GHz entre les deux faisceaux a été effectué à l'aide d'une photodiode rapide et d'un analyseur de spectre H.P. de référence 8563A. La figure 3.7a présente un battement typique obtenu entre les deux faisceaux diffractés dans l'ordre 0 des deux modulateurs acousto-optiques. Nous observons sur cette figure la présence d'un piédestal d'une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 1 kHz. Ce piédestal ne semble pas gênant car les sélections en vitesse que l'on va réaliser ne seront pas inférieures en fréquence au kHz. L'origine exacte de ce pied n'est pas très bien comprise. Ce dernier peut notamment être induit par des vibrations mécaniques des différents éléments optiques. Sur des plages en fréquences plus grandes de l'ordre de quelques centaines de MHz, aucun piédestal n'a été observé.

Sur la figure 3.7b, nous constatons que le pic à 3.036 GHz est très fin et que sa largeur en

fréquence correspond à la résolution en fréquence de l'analyseur de spectre.

3.3.3 Réalisation des impulsions Raman

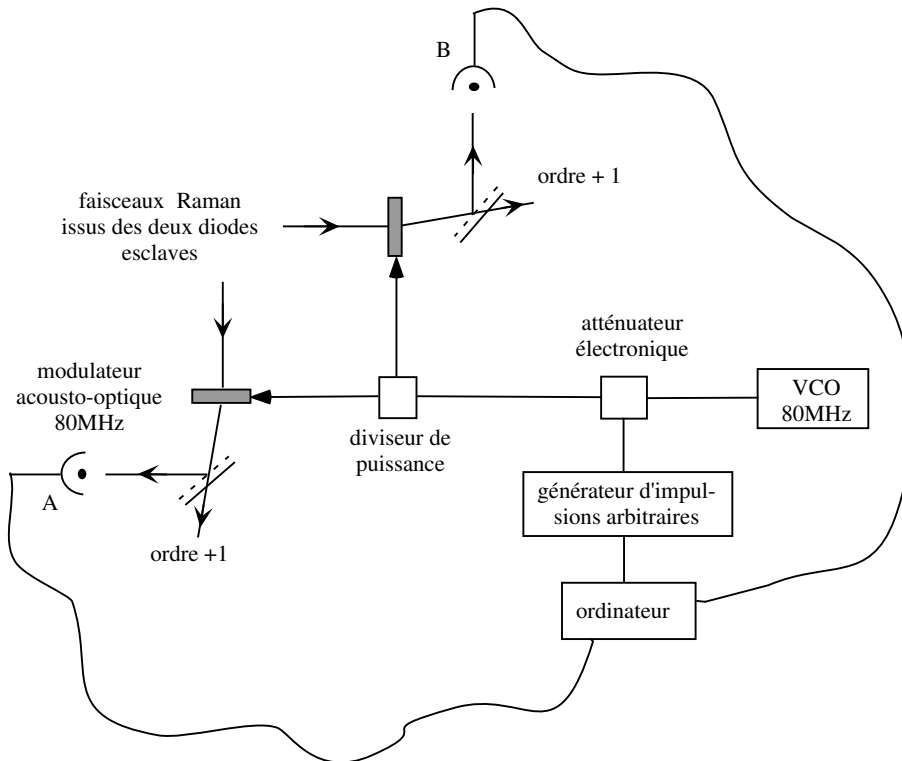


FIG. 3.8: Réalisation des impulsions Blackman. On utilise deux modulateurs acousto-optiques identiques alimentés par la même onde radiofréquence dont l'amplitude est contrôlée à l'aide d'un atténuateur électronique. L'atténuateur est commandé par un générateur d'impulsions arbitraires lui-même commandé par ordinateur.

Pour créer les impulsions temporelles Blackman, deux modulateurs acousto-optiques identiques sont utilisés. Un modulateur a en effet un temps de réponse suffisamment rapide pour créer des impulsions d'une durée de l'ordre de $100 \mu\text{s}$. Les faisceaux Raman issus des deux diodes esclaves sont diffractés dans l'ordre +1. Les modulateurs sont alimentés par la même onde radio-fréquence à 80 MHz (voir figure 3.8). Le décalage en fréquence de 80 MHz causé par ces derniers n'affecte pas la différence de fréquence entre les deux faisceaux.

Pour générer les impulsions, l'onde R.F. alimentant les deux modulateurs doit être modulée en amplitude. La forme des impulsions Raman dépend de manière critique de la forme de la modulation de l'onde R.F.. L'amplitude de l'onde R.F. est contrôlée via un atténuateur électronique lui-même commandé par l'ordinateur via un générateur d'impulsions arbitraires (voir figure 3.8). La réponse des modulateurs n'étant pas linéaire en fonction de l'amplitude de l'onde R.F., il est

nécessaire de calibrer la chaîne électronique. Pour effectuer cette calibration, deux photodiodes (notées A et B sur la figure 3.8) sont utilisées. On envoie de l'ordinateur une série de tensions V au générateur d'impulsions arbitraires. Les intensités lumineuses correspondantes $I(V)$ détectées par les photodiodes de calibration A et B sont ensuite envoyées à l'ordinateur. Nous avons enfin écrit un programme qui réalise l'inversion de la fonction $I(V)$ et envoie la bonne liste de points au générateur d'impulsions arbitraires pour créer une impulsion Blackman.

3.3.4 Les faisceaux dans l'enceinte à vide

3.3.4.1 Disposition des faisceaux dans l'enceinte

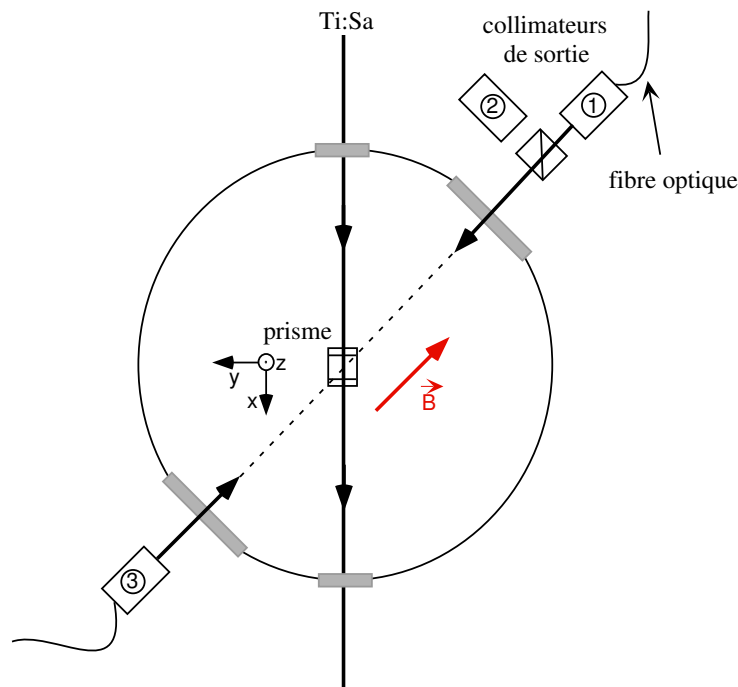


FIG. 3.9: *Disposition des faisceaux Raman dans l'enceinte d'expérimentation. Trois collimateurs de sortie sont présents en permanence autour de l'enceinte pour pouvoir passer facilement de la configuration copropageante à la configuration contrapropageante. Pour des raisons d'accessibilité optique, les faisceaux Raman se propagent suivant une direction inclinée de 45° par rapport à la direction Ox .*

A la sortie des fibres, on utilise des doublets achromatiques qui rendent les faisceaux parallèles dans l'enceinte. Les faisceaux créés ont un rayon en $1/e^2$ de l'ordre du cm. Au niveau de l'enceinte d'expérimentation, il est très utile d'avoir la possibilité de travailler soit dans la configuration copropageante soit dans la configuration contrapropageante pour les faisceaux Raman. Dans la configuration copropageante, les transitions Raman sont non sélectives en vitesse. Dans cette configuration, on peut les utiliser pour compenser le champ magnétique résiduel régnant dans

l'enceinte d'expérimentation ; on peut aussi caractériser facilement l'efficacité des transitions (voir chapitre 4). Dans la configuration contrapropageante, les transitions Raman sont sélectives en vitesse. Pour étudier la spécularité du miroir lumineux, on se place dans cette dernière configuration.

Trois collimateurs de sortie autour de l'enceinte ont donc été installés de manière permanente (voir figure 3.9) : les collimateurs (1) et (2) pour la configuration copropageante et les collimateurs (1) et (3) pour la configuration contrapropageante. Pour changer de configuration, on déplace seulement une fibre optique (celle connectée au collimateur (2) ou (3)).

Dans la configuration copropageante, les deux faisceaux, de polarisations linéaires perpendiculaires, sont superposés à l'aide d'un cube séparateur de polarisation. Dans la configuration contrapropageante, le faisceau issu du collimateur (1) reste inchangé et on fait en sorte que le faisceau issu du collimateur (3) ait une polarisation linéaire perpendiculaire. Pour des raisons d'accessibilité optique, la direction de propagation des faisceaux Raman est inclinée de 45° par rapport à la direction Ox (voir figure 3.9).

Pour bien superposer les faisceaux Raman sur le piège magnéto-optique, on place des diaphragmes de diamètre de l'ordre du mm devant les faisceaux et au centre de la distribution en intensité. On choisit ensuite un désaccord $\Delta = 0$ MHz. On superpose ensuite les faisceaux Raman sur le piège en minimisant le signal de fluorescence émis par les atomes en présence des faisceaux piégeants (puisque l'on cherche à détruire le piège avec cette méthode). Cette méthode est assez reproductible et fiable.

Pour voir si la mise en place des faisceaux Raman dans l'enceinte ne détériore pas leur cohérence en phase, un battement entre eux a été réalisé in situ dans la configuration copropageante en plaçant la photodiode rapide juste après l'enceinte d'expérimentation à la place du collimateur (3). Le battement observé est tout à fait comparable à celui présenté dans la partie 3.3.2 sur la figure 3.7. Notons toutefois qu'il est très sensible à toute vibration mécanique de la table optique, du sol et des différents éléments optiques.

3.3.4.2 Direction et sens de la composante de vitesse étudiée expérimentalement

Dans la configuration contrapropageante, il est nécessaire de relier précisément la projection de la vitesse atomique étudiée aux paramètres expérimentaux utilisés.

Nous avons vu dans le chapitre 2 que dans la condition de résonance (2.17) $\delta = 2k(v + v_{\text{rec}})$ du chapitre 2, la vitesse v est la projection de la vitesse atomique dans la direction de \mathbf{k}_a , vecteur d'onde associé au premier photon absorbé ($v = \mathbf{v} \cdot \mathbf{k}_a / |k_a|$). La vitesse v dans cette condition de résonance dépend de la transition Raman considérée. Pour une **disposition fixée** des faisceaux, cette projection de vitesse est en effet différente suivant que l'atome effectue une transition du niveau $F = 2$ vers $F = 3$ ou une transition du niveau $F = 3$ vers $F = 2$ (voir figure 3.10). De même, par définition, le désaccord δ dépend du sens de la transition considéré.

On va établir dans ce paragraphe une condition de résonance plus pratique du point de vue de l'expérimentateur. Cette condition fait intervenir une projection de vitesse indépendante du sens de la transition Raman. Elle porte aussi (à la place du désaccord δ) sur le paramètre expérimental défini par

$$\delta_{\text{exp}} = 4\omega_{\text{HP}} - \omega_{12}. \quad (3.3)$$

Dans la formule précédente, ω_{HP} est la fréquence synthétisée par le générateur H.P.. Dans le facteur 4, on tient compte de l'utilisation d'un doubleur en fréquence (voir partie 3.3.1) et du fait que les faisceaux Raman sont injectés sur les bandes latérales d'ordre ± 1 .

La condition de résonance désirée est établie sur la figure 3.10. On a supposé sur cette figure que le faisceau issu du collimateur (1) a la plus grande fréquence (il est injecté sur la bande latérale d'ordre $+1$). Cette hypothèse est réalisée la plupart du temps expérimentalement (lorsqu'elle ne le sera pas, on le précisera dans le chapitre 4). La condition de résonance des transitions Raman peut donc se réécrire de la manière suivante dans notre dispositif expérimental :

$$\boxed{\delta_{\text{exp}} = 2k(\mathbf{v} \cdot \mathbf{u} + \alpha v_{\text{rec}})} \quad (3.4)$$

où le vecteur unitaire \mathbf{u} est défini sur la figure 3.10 et est à 45° de la direction Ox , où $\alpha = +1$ si on considère une transition du niveau $F = 2$ vers $F = 3$ et $\alpha = -1$ pour une transition du niveau $F = 3$ vers $F = 2$.

La formule précédente est indispensable pour caractériser la distribution en vitesse des atomes après le rebond. Toutes les courbes expérimentales de distribution de vitesse vont en effet être présentées dans le prochain chapitre en fonction du paramètre expérimental δ_{exp} facile à utiliser. D'après l'équation (3.4), ce paramètre est alors directement proportionnel à la composante de la vitesse atomique $\mathbf{v} \cdot \mathbf{u}$ (avec toujours le même facteur de proportionnalité) et ce quelle que soit le sens de la transition considérée.

Remarque : la condition de résonance (3.4) est vraie lorsque bien sûr les déplacements lumineux de chaque niveau fondamental induits par les faisceaux Raman sont égaux (voir paragraphe 2.1.1.2).

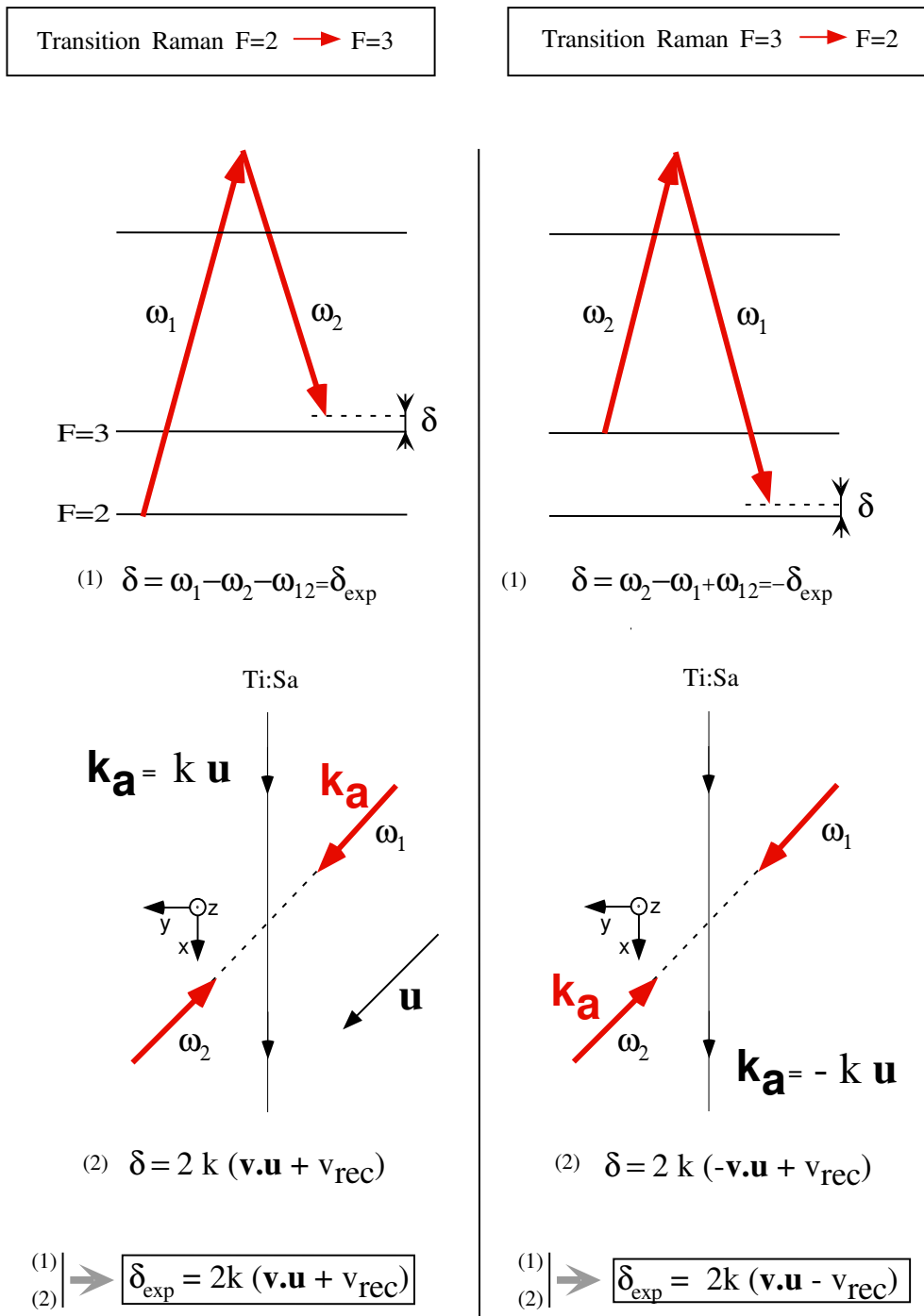


FIG. 3.10: Définition de l'axe (direction et sens) par rapport auquel on étudie la projection de la vitesse atomique en utilisant le paramètre expérimental δ_{exp} . On a supposé ici que le faisceau issu du collimateur (1) est injecté sur la bande latérale de fréquence la plus élevée. Le vecteur d'onde \mathbf{k}_a associé au photon absorbé change de sens suivant la transition considérée.

3.3.5 Champ magnétique directeur

Il est nécessaire d'appliquer un champ magnétique directeur parallèle à la direction de propagation des faisceaux Raman pour les transitions Raman (voir chapitre 2) : ce dernier lève la dégénérescence entre les différents sous-niveaux m_F et définit l'axe de quantification. La direction de ce champ est inclinée de 45° par rapport à l'axe Oy (voir figure 3.9).

Cependant l'axe Oy est l'axe de quantification choisi pour le miroir (voir paragraphe 1.1.2). Avant que les atomes n'atteignent le miroir et après les impulsions Raman, il faut donc faire tourner continûment le champ directeur de 45° pour le faire coïncider avec l'axe Oy . Puis après le rebond pour la dernière impulsion Raman à réaliser, on le fait tourner dans l'autre sens de 45° pour le remettre dans sa direction initiale.

Cette rotation du champ directeur est importante pour éviter toute perte d'atomes dans l'état initial $m_F = 0$ par manque de suivi adiabatique.

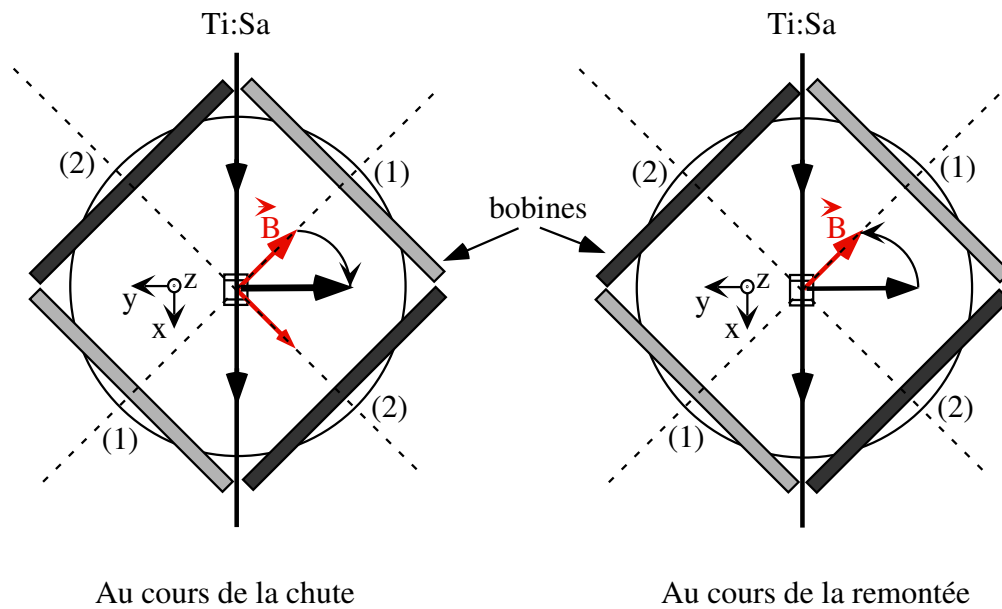


FIG. 3.11: *Rotation du champ magnétique directeur au cours de l'expérience. On applique d'abord un champ directeur à l'aide de la paire de bobines (1) dans la direction de propagation des faisceaux Raman. On applique ensuite sur la paire de bobines (2) deux rampes de tension de pente opposée : une rampe au cours de la chute et une rampe au cours de la remontée.*

Le champ directeur est créé par les bobines qui annulent également le champ résiduel pendant la phase de mélasse (voir paragraphe 3.1.2). Un circuit électrique permettant de contrôler la valeur des tensions appliquées sur les bobines au cours de la séquence via l'ordinateur a été fabriqué. Des rampes de tension peuvent être réalisées. Ces tensions appliquées s'ajoutent aux valeurs des tensions qui annulent le champ statique ambiant.

Une paire de bobines crée un champ dans la direction de propagation des faisceaux Raman : la paire (1) sur la figure 3.11. Cette paire est utilisée pour appliquer un champ directeur d'une valeur de 750 mG après la phase de mélasse et avant la première impulsion Raman. Après les impulsions Raman nous faisons tourner le champ directeur initial de 45° en appliquant sur une durée de 10 ms une rampe de tension sur la paire de bobines (2), dont l'amplitude finale est égale à la tension appliquée sur la paire (1) (voir figure 3.11). Le champ résultant change d'intensité au cours de la rotation. A la fin de la rotation le champ a une valeur de $\sqrt{2} \times 690 = 1060$ mG. Après le rebond, pendant que les atomes remontent et avant la dernière impulsion Raman, nous faisons à nouveau tourner le champ magnétique dans le sens opposé en appliquant pendant 10 ms autre rampe de tension sur la paire de bobines (2). Le champ magnétique directeur est alors en place pour la dernière impulsion Raman.

Pour s'assurer que la condition de suivi adiabatique est bien vérifiée, il faut comparer la fréquence de Larmor, correspondant à la fréquence de précession du spin atomique autour de la direction du champ magnétique, à la fréquence d'évolution du champ directeur. La fréquence de Larmor pour le sous-niveau fondamental m_F est égale à :

$$\omega_L = -g_F m_F \frac{e}{2M} B, \quad (3.5)$$

où g_f est le facteur de Landé, e la charge de l'électron et B le module du champ magnétique. Pour $m_F = 3$ et $g_F = 1/3$ on trouve $\omega_L \simeq 2\pi \times 1$ MHz. Cette fréquence est nettement supérieure à la fréquence typique d'évolution du champ directeur qui est de l'ordre de $1/(10\text{ms}) \simeq 100$ Hz. La condition d'adiabaticité est donc vérifiée.

3.4 Détection des atomes

Les atomes sont détectés lors de leur passage à travers **un faisceau sonde** résonnant situé entre le piège magnéto-optique et le miroir. La fluorescence qu'ils émettent est collectée par **un photomultiplicateur** situé au-dessus du piège. Le photomultiplicateur étant un détecteur pouvant être endommagé facilement par de la lumière parasite, **un circuit de sécurité** le protégeant a été conçu.

3.4.1 Faisceau sonde

Le faisceau sonde est généré par une diode laser injectée par un faisceau annexe issu des faisceaux piégeants (voir figure 3.2). Ce faisceau est donc peu désaccordé par rapport à la transition **fermée** $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4\rangle$. Son désaccord est contrôlé via la fréquence de l'onde R.F. alimentant le modulateur acousto-optique AO1. Les désaccords typiques utilisés sont : -6 MHz, -10 MHz.

Afin d'obtenir une intensité bien homogène, le faisceau est d'abord filtré spatialement à l'aide d'un trou de filtrage de diamètre $50 \mu\text{m}$. Il est ensuite mis en forme à l'aide de deux prismes

anamorphoseurs. Ces derniers le dilatent suivant la direction horizontale. La largeur à mi-hauteur du faisceau vaut 17.5 mm dans la direction horizontale et 1.9 mm dans la direction verticale. Cette dernière largeur est fixée par la dimension du trou de filtrage et la distance focale de la lentille utilisée après le trou. La forme asymétrique du faisceau permet d'une part de détecter tout le nuage atomique dans le plan horizontal, étalé sur plusieurs millimètres, avant et après le rebond. La petite taille suivant l'autre direction permet d'autre part d'avoir une bonne résolution temporelle pour les temps de vol.

La puissance maximale disponible dans le faisceau est de 3 mW. L'intensité maximale correspondante est d'environ $5I_{\text{sat}}$. Cette intensité est satisfaisante pour la méthode de détection par fluorescence, dans la mesure où les atomes, en interaction avec la sonde, peuvent être saturés et émettre un grand nombre de photons.

Afin de ne pas perturber les trajectoires atomiques lors de la chute sur le miroir, il est nécessaire de pouvoir couper le faisceau sonde. Pour hacher ce faisceau à volonté, un obturateur mécanique est placé juste avant le trou de filtrage et est commandé par ordinateur.

Afin d'augmenter le signal de fluorescence tout en perturbant peu les atomes mécaniquement, le faisceau est rétroréfléchi. Nous nous sommes assurés que les tailles des faisceaux aller et retour sont identiques à 6% près. Pour comprendre le rôle essentiel de la rétroréflexion, considérons quelques ordres de grandeur.

Pour un faisceau sonde saturant, un atome détecté peut diffuser environ $N_{\text{ph}} = \frac{\Gamma}{2}\Delta t \simeq 100000$ photons pendant un temps d'interaction de $\Delta t \simeq 6$ ms. En réalité, lorsque le faisceau n'est pas rétroréfléchi, l'atome ne peut pas absorber tous ces photons : à cause de l'effet Doppler, la sonde se désaccorde petit à petit par rapport à la transition atomique. Un atome sort de résonance après avoir absorbé environ 780 photons et avoir acquis une vitesse d'environ 4.5 m/s au cours de la détection. Lorsque le faisceau sonde est rétroréfléchi, la vitesse moyenne de l'atome reste inchangée au cours de la détection. La distribution en vitesse des atomes peut quand même être élargie de $\sqrt{N_{\text{ph}}}\nu_{\text{rec}} \simeq 130 \nu_{\text{rec}}$, ce qui correspond à un désaccord par effet Doppler de l'ordre de 1 MHz. Les atomes ne sortent donc pas de résonance.

Expérimentalement, nous avons aussi constaté que le signal de fluorescence peut être 7 fois plus grand dans le cas où le faisceau est rétroréfléchi.

Enfin, nous superposons au faisceau sonde une partie du faisceau repompeur (40 μW) utilisé pour le piège magnéto-optique. La superposition est effectuée avant le trou de filtrage à l'aide d'un cube séparateur de polarisation. Dans l'enceinte à vide, les deux faisceaux ont donc la même forme spatiale. Le faisceau repompeur pompe les atomes du niveau fondamental $F = 2$ vers le niveau fondamental $F = 3$. Ce repompage permet d'une part d'augmenter le signal de fluorescence lorsque l'on détecte des atomes dans le niveau $F = 3$ (on peut calculer que moins d'1 photon absorbé par atome sur 1000 induit un dépompage dans le niveau $F = 2$). Il rend d'autre part la détection des atomes dans le niveau $F = 2$ possible.

Expérimentalement, lorsque le faisceau sonde est à résonance et de puissance maximale, les temps de vol observés par fluorescence sont dissymétriques et la hauteur des signaux sature vers une certaine valeur (nous pensons qu'il s'agit d'une perturbation mécanique causée par la détection sur les atomes). De plus les temps de vol deviennent plus larges, et il est difficile dans les séquences temporelles informatiques d'ouvrir le faisceau sonde suffisamment tôt avant le passage des premiers atomes dans le faisceau sonde. Pour éviter ces effets, nous avons choisi de travailler avec une puissance dans la sonde de 0.8 mW et un désaccord de -10 MHz par rapport à la transition atomique $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4\rangle$.

Sur la figure 3.12, le faisceau sonde est représenté dans l'enceinte d'expérimentation. Le faisceau se propage dans la direction Ox. Dans les expériences qui ont été réalisées, le faisceau sonde était situé 6.9 mm au-dessous du piège.

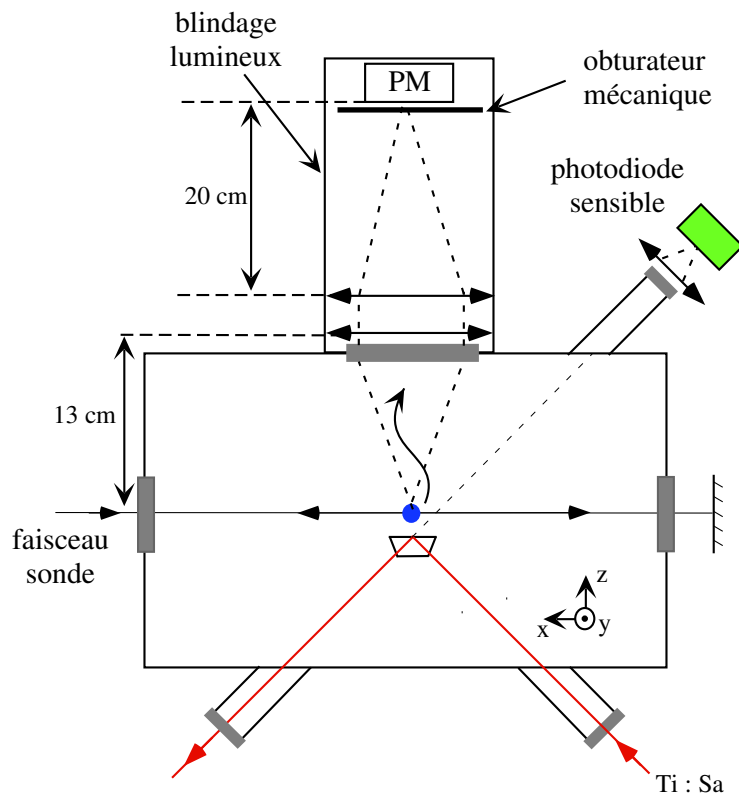


FIG. 3.12: Dispositif utilisé pour la détection par fluorescence des atomes dans l'enceinte d'expérimentation. Le faisceau sonde est situé 6.9 mm au-dessous du piège. Le photomultiplicateur est situé au-dessus de l'enceinte et récolte la lumière émise par les atomes sous un angle solide de 0.12 str. Pour protéger le P.M., on utilise une photodiode sensible détectant la présence de toute lumière dans l'enceinte à vide. Le signal électrique issu de la photodiode est ensuite envoyé à un circuit de sécurité commandant l'obturateur mécanique du P.M.. La photodiode sensible est aussi utilisée pour acquérir des temps de vol sans précautions particulières.

3.4.2 Photomultiplicateur

Nous avons montré dans le chapitre 1 que, pour détecter de petits signaux, il est préférable d'utiliser une détection par fluorescence plutôt qu'une détection par absorption. La détection par fluorescence est en effet une détection sur "fond noir" et conduit à des signaux moins bruités.

Pour détecter la fluorescence des atomes, un photomultiplicateur (P.M.) de marque Hamamatsu a été choisi. Un amplificateur de tension commercial et un blindage magnétique ont aussi été utilisés. A la longueur d'onde de 780 nm, ce P.M. a une très bonne sensibilité : sa sensibilité maximale est de 8.6×10^5 A/W. Le gain de l'amplification est contrôlé par une tension de commande V_C variant entre 0 et 5 V. La tension de sortie V_{out} (exprimée en V) est reliée à la puissance lumineuse détectée P (en W) :

$$V_{\text{out}} = 1.9 \times 10^{10} \left(\frac{V_C}{3}\right)^{7.4} P. \quad (3.6)$$

La bande passante du P.M. est de 10 kHz. Enfin la surface active du P.M. est une surface rectangulaire de côtés 24 mm et 8 mm.

Le nuage atomique est imagé sur la surface active du P.M. à l'aide de deux lentilles : une lentille plan-convexe de diamètre 8 cm et de focale 13 cm et une lentille bi-convexe de diamètre 10 cm et de focale 20 cm (voir figure 3.12). L'ensemble a été installé au-dessus de l'enceinte sur le plus gros hublot disponible. Le P.M. récolte la lumière émise par les atomes sous un angle solide de $\Omega = 0.12$ str. Nous avons conçu un système mécanique permettant facilement de déplacer indépendamment tous les éléments dans la direction verticale (les deux lentilles, le P.M.). Dans le plan horizontal, le P.M. est monté sur une translation à 2 axes. Ces montages permettent facilement de réaliser les réglages.

Pour éliminer tout bruit de fond induit par de la lumière parasite sur le signal atomique détecté par le P.M., nous avons essayé de blinder au maximum de la lumière parasite l'enceinte d'expérimentation. Cette action s'est avérée très importante car le signal de fluorescence détecté par le P.M. peut être limité par le bruit de fond parasite. Des caches noirs ont été mis sur tous les hublots, des rideaux noirs placés autour de toutes les sources lumineuses (le laser Ti:Sa, les appareils électriques). Il est important aussi de vérifier que tous les obturateurs mécaniques coupent efficacement les faisceaux³. Sans atomes, la lumière de fond finale détectée par le P.M. est essentiellement de la lumière provenant du faisceau sonde diffusée dans l'enceinte (cette lumière est responsable de 80% du fond). Lorsque la sonde a une puissance de 200 μW , cette lumière diffusée détectée par le P.M. a une puissance de l'ordre de 1.2×10^{-10} W.

³A cette fin, il est très utile de placer un diaphragme après chaque obturateur.

3.4.3 Protection du photomultiplicateur

Le P.M. est un détecteur pouvant être facilement endommagé de manière irréversible par de la lumière de puissance trop élevée. Avec une tension de contrôle $V_C = 2.5$ V (tension souvent utilisée dans nos expériences), le P.M. peut être endommagé s'il est soumis à une puissance lumineuse supérieure à 3 nW. Plus la tension de contrôle est élevée, plus le P.M. peut être endommagé facilement.

Dans nos expériences, il faut donc être très précautionneux car la fluorescence seule du piège peut abîmer le P.M. et il ne faut pas oublier que lorsque l'on branche le miroir à onde évanescente, on met dans l'enceinte à vide, un faisceau d'une puissance de 5 W! Pour ces raisons, nous avons conçu un système de sécurité protégeant le P.M..

Le système de sécurité est constitué des éléments suivants :

- l'obturateur mécanique placé devant la surface active du P.M. ;
- le boîtier de commande contrôlant l'ouverture et la fermeture de l'obturateur. Ce boîtier est lui-même commandé par un signal TTL ;
- la photodiode sensible détectant la présence de toute lumière parasite dans l'enceinte ;
- le circuit électrique A lisant la tension de sortie V_S du P.M. et pouvant effectuer une rétroaction sur la tension de contrôle V_C du gain du P.M. ;
- le circuit électrique B lisant la tension de sortie V_S du P.M. ainsi que la tension V_{PD} aux bornes de la photodiode sensible. Si il y a trop de lumière dans l'enceinte, le circuit B bloque le signal TTL délivré par l'ordinateur et destiné au boîtier de commande de l'obturateur.

Le système de sécurité est constitué de trois protections complémentaires.

- Un obturateur mécanique placé devant la surface sensible du P.M. est utilisé. L'ouverture et la fermeture de cet obturateur s'effectuent sur plusieurs ms et sont contrôlées par un boîtier de commande. Ce boîtier est lui-même contrôlé par ordinateur via un signal TTL. Sur la pente positive du signal TTL, l'obturateur s'ouvre et sur la pente négative il se ferme. On fait en sorte que, dans les séquences, l'obturateur s'ouvre à un moment où seul le faisceau sonde est présent dans l'enceinte et juste avant que les atomes ne passent dans ce faisceau.
- Un circuit électrique (noté A) contrôle la tension de contrôle V_C du gain du P.M. (voir figure 3.13). Ce circuit lit la tension de sortie V_S du P.M.. Si cette tension de sortie est supérieure à une tension seuil V_S^1 préalablement fixée, le circuit effectue une rétroaction sur la tension V_C en la diminuant. Ce circuit a un temps de réponse de l'ordre de 100 ms.
- Enfin, le signal TTL délivré par l'ordinateur n'est pas directement envoyé au boîtier de commande de l'obturateur (voir figure 3.13). Entre l'ordinateur et le boîtier de commande, on a réalisé un circuit électrique (nommé B), jouant le rôle d'un *interrupteur* commandable. Ce circuit lit les tensions V_S et V_{PD} respectivement à la sortie du P.M. et aux bornes de la photodiode

sensible. Si pendant le créneau TTL envoyé par l'ordinateur ces deux tensions sont inférieures à deux tensions seuils préalablement définies (respectivement V_S^2 et V_0), le circuit joue le rôle d'un interrupteur fermé. Si l'une des deux tensions est supérieure à la tension seuil associée, le circuit se comporte comme un interrupteur ouvert et l'obturateur mécanique ne s'ouvre pas. Ce circuit est très efficace et a un temps de réponse de l'ordre de $500 \mu\text{s}$.

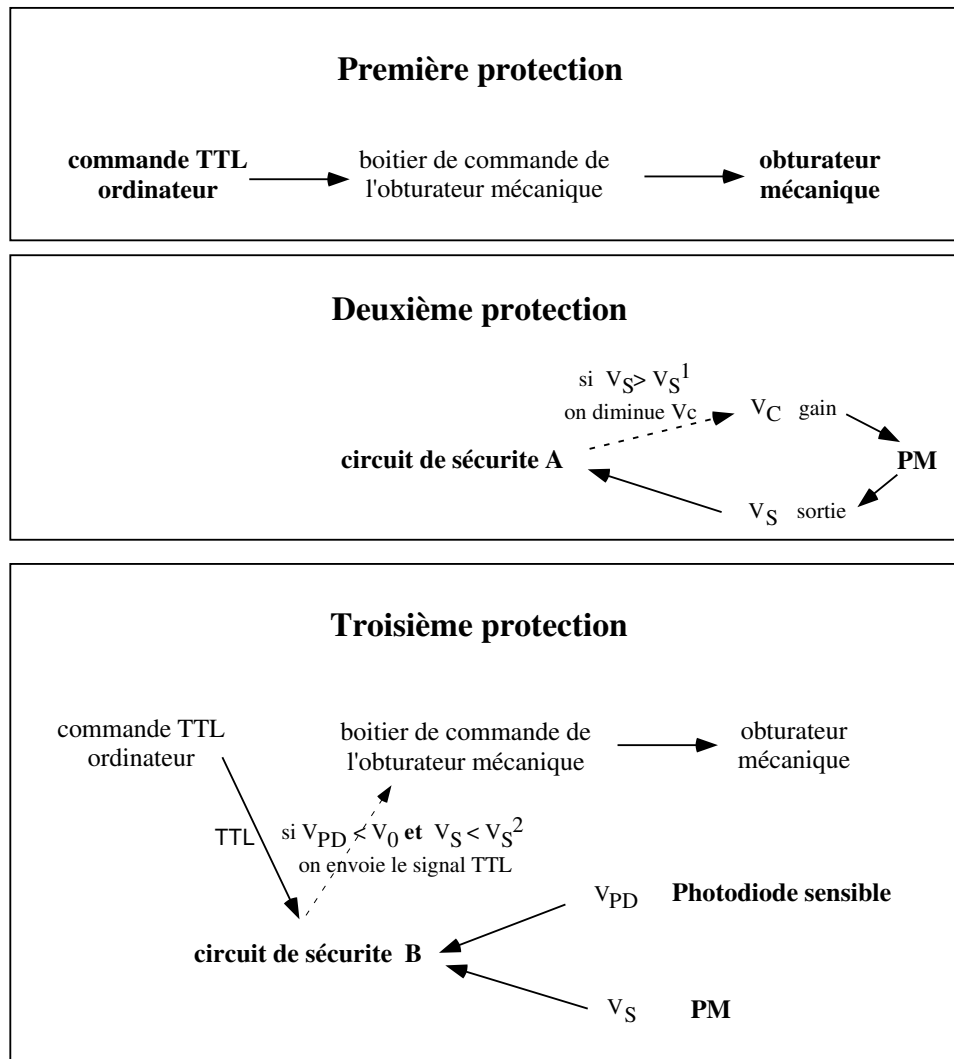


FIG. 3.13: Le système de sécurité du P.M. est constitué de trois protections. Un obturateur mécanique est placé devant la surface sensible du détecteur et est commandé par ordinateur via un boîtier de commande. Le circuit électrique A lit la tension de sortie V_S du P.M. et peut effectuer une rétroaction sur la tension de contrôle V_C du gain du P.M.. Enfin, le circuit électrique B lit la tension de sortie V_S du P.M. ainsi que la tension V_{PD} aux bornes de la photodiode sensible. Si il y a trop de lumière dans l'enceinte, le circuit bloque le signal TTL délivré par l'ordinateur et destiné au boîtier de commande de l'obturateur.

Toutes les tensions seuil ont été choisies de manière à protéger au maximum le P.M. tout en permettant de détecter la fluorescence des atomes pendant les temps de vol considérés.

La photodiode sensible a une bande passante de l'ordre du kHz et possède deux voies de sorties : une voie sensible de sensibilité égale à 4×10^6 V/W (on utilise cette voie pour le système de sécurité) et une voie de sensibilité 100 fois plus faible. Cette photodiode a été installée sur un autre hublot disponible de l'enceinte d'expérimentation, comme l'indique le schéma 3.9. Ce détecteur a été conçu par A. Villing et peut détecter au minimum une puissance de 0.1 nW ! La photodiode sensible permet non seulement de mesurer la lumière présente dans l'enceinte mais aussi elle permet d'acquérir des signaux de temps de vol par fluorescence en chute lorsque ces signaux sont trop élevés pour pouvoir être détectés par le P.M..

3.4.4 Fluctuations sur les signaux de temps-de-vol

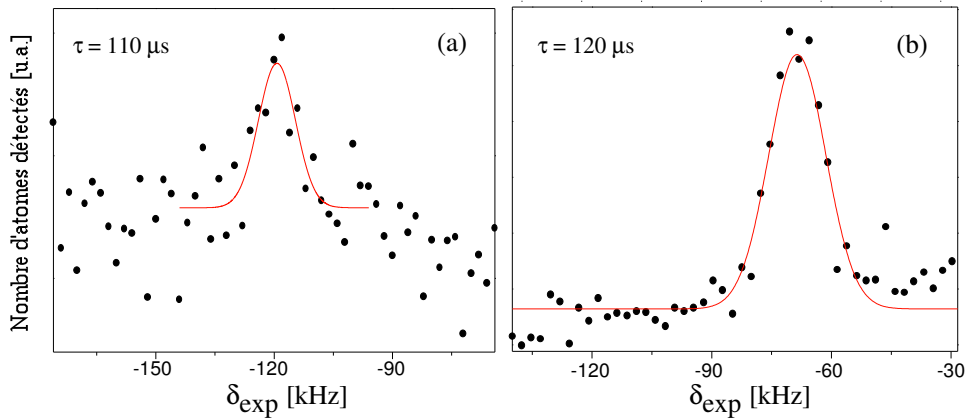


FIG. 3.14: Nombre d'atomes détectés (dans une unité arbitraire) en fonction du désaccord δ_{exp} de la deuxième impulsion Raman en réalisant la séquence DVS. La courbe (a) a été obtenue en réalisant une détection par absorption et la courbe (b) en réalisant la détection par fluorescence. Les deux courbes n'ont pas été obtenues avec exactement les mêmes paramètres expérimentaux (désaccord δ pour la première impulsion Raman, puissance dans les faisceaux Raman), c'est pourquoi elles n'ont pas le même axe horizontal. Les courbes continues sont des fonctions gaussiennes qui approchent les résultats expérimentaux.

Nous avons estimé les fluctuations présentes sur les différents signaux de fluorescence détectés avec la photodiode sensible ou avec le P.M.. La fluorescence des atomes qui chutent varie de 0.5%, celles des atomes ayant rebondi de 2.0% et enfin la fluorescence des atomes ayant effectué une transition Raman et un rebond varie de 2.4% sur des laps de temps de quelques minutes c'est-à-dire sur plusieurs dizaines de chargements du piège.

A titre de comparaison, les fluctuations présentes sur les signaux de temps de vol en chute obtenus avec une détection par absorption étaient de l'ordre de 3% (cette détection est décrite

dans les thèses [30] et [32]). La figure 3.14 présente le nombre d'atomes détectés en fonction du désaccord δ_{exp} de la deuxième impulsion Raman en réalisant la séquence DVS présentée dans la partie 2.3.3. La séquence DVS permet d'étudier la distribution en vitesse après la sélection effectuée par la première impulsion Raman. La courbe (a) a été obtenue sur un coup (sans faire de moyennages) en utilisant une détection par absorption, la courbe (b) une détection par fluorescence. On constate que la courbe obtenue avec la détection par fluorescence a un rapport signal à bruit plus élevé (de l'ordre de 4 fois plus élevé) que la courbe obtenue avec la détection par absorption.

3.5 Faisceau *pousseur*

Pour éliminer les atomes n'ayant pas été sélectionnés par les transitions Raman de $F = 3$ vers $F = 2$, il est nécessaire de disposer d'un faisceau poussant les atomes dans le niveau fondamental $F = 3$ (voir chapitre 2). Le faisceau *pousseur* est un faisceau résonnant sur la transition **fermée** $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4\rangle$. Lorsqu'un atome interagit avec ce faisceau, il absorbe des photons. Il est alors poussé hors de la zone d'interaction de la sonde.

La figure 3.15 présente le dispositif optique mis en place pour créer le faisceau pousseur. On prélève d'abord le faisceau diffracté dans l'ordre 0 par le modulateur acousto-optique AO2⁴. Le faisceau prélevé est ensuite diffracté dans l'ordre -1 par un autre modulateur (AO3), identique au modulateur AO2. Cette diffraction est utile pour deux raisons. Elle permet d'une part de rendre le faisceau résonnant avec la transition atomique fermée $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4\rangle$. En contrôlant l'amplitude de l'onde R.F. alimentant le modulateur AO3, on peut d'autre part bloquer rapidement le faisceau pousseur. Un obturateur mécanique est placé derrière le modulateur AO3 pour éliminer la lumière parasite présente même lorsque ce dernier n'est pas alimenté. Finalement le faisceau pousseur que l'on envoie dans l'enceinte à vide est saturant et de largeur supérieure à celle du nuage atomique.

Pour comprendre l'action du faisceau pousseur, on peut faire un raisonnement assez simple. En interagissant avec le faisceau pousseur et en absorbant des photons, un atome acquiert une vitesse v horizontale. On dit que cet atome est poussé lorsque sous l'effet de la vitesse v , cet atome ne peut plus atteindre le faisceau sonde lors de sa chute. L'intervalle de temps typique entre le moment où un atome interagit avec le pousseur et son passage dans la sonde est de 30 ms. Le faisceau sonde ayant une largeur d'environ 1.7 cm, la condition pour qu'un atome soit poussé s'écrit donc : $v \times 30 \times 10^{-3} > 1.7 \times 10^{-2} / \cos 45^\circ$ (voir la figure 3.15 pour comprendre le facteur $\cos 45^\circ$), ou encore $v > 135 v_{\text{rec}}$. Pour être poussé, l'atome doit donc absorber au moins 135 photons. Cet échange de photons est effectivement réalisable car le faisceau pousseur est résonnant sur une transition fermée. D'autre part, au cours de cet échange, l'atome ne sort pas de résonance à cause de l'effet Doppler ($135v_{\text{rec}}/\lambda_0 \simeq 1 \text{ MHz} \leq \Gamma$). Le faisceau pousseur étant

⁴Pour allumer le faisceau pousseur, il faut donc au préalable *éteindre* la R.F. alimentant le modulateur AO2.

saturant, on aura besoin d'un temps d'interaction d'au moins $10 \mu\text{s}$ pour pousser un atome hors de la sonde.

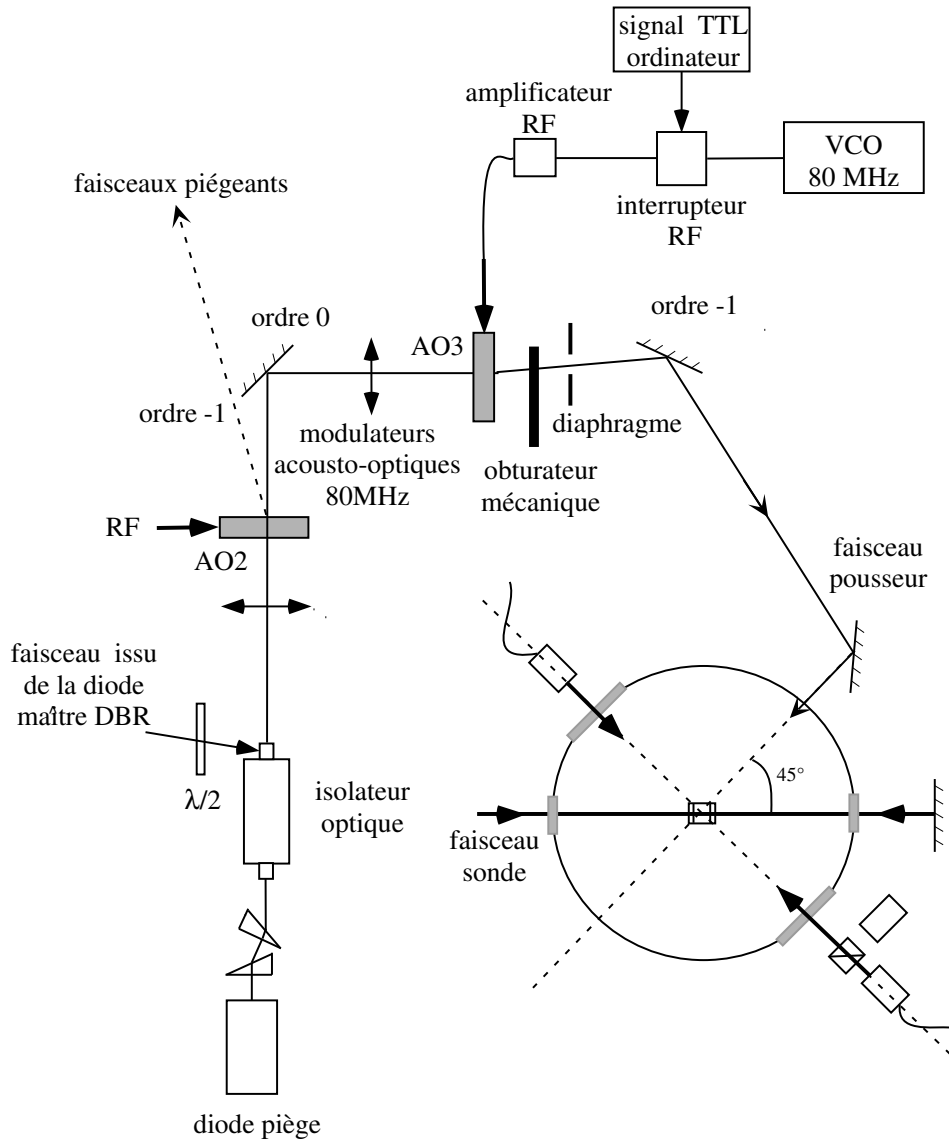


FIG. 3.15: Dispositif optique permettant de créer le faisceau pousseur et mise en place de ce faisceau dans l'enceinte d'expérience. Le modulateur AO3 est identique au modulateur AO2. L'amplitude de l'onde R.F. alimentant le modulateur AO3 est contrôlée par ordinateur via un interrupteur R.F..

Expérimentalement, nous avons utilisé des impulsions de durée $600 \mu\text{s}$ et avons constaté que le faisceau pousseur était très efficace. Nous avons mesuré qu'au cours de la séquence DVSR après la deuxième transition Raman, au moins 99% des atomes sont poussés sous l'action du faisceau. Pour évaluer ce dernier chiffre, nous avons utilisé le Photomultiplicateur et avons étudié le nombre d'atomes détectés lorsque le faisceau pousseur est présent ou pas.

Remarque :

On comprend facilement à ce stade qu'il n'est pas possible de pousser des atomes dans l'état fondamental $F = 2$ (sans affecter les atomes dans le niveau fondamental électronique $F = 3$). Comme il n'existe pas de transition fermée entre le niveau $F = 2$ et un niveau excité, ces atomes ne peuvent pas en effet absorber un nombre suffisant de photons pour être poussés. Après l'absorption de quelques photons, ils seraient vite dépompés dans l'état $F = 3$ où ils n'interagiraient plus avec un éventuel faisceau pousseur.

3.6 Séquences temporelles et acquisitions

3.6.1 Séquences temporelles

Dans cette partie, on va décrire toutes les séquences temporelles réalisées dans nos expériences. Dans le chapitre 4 portant sur les résultats expérimentaux, il sera souvent fait appel à cette description. Nous n'allons pas préciser les paramètres expérimentaux que l'on garde fixes et ceux que l'on balaye lors de la réalisation des séquences. Ces choix seront précisés au moment de la présentation des résultats expérimentaux.

Au total, sept séquences vont être décrites : deux séquences dans **la configuration copropageante** (séquences notées **CO2** et **CO3**) et cinq dans **la configuration contrapropageante** (séquences notées **DVP2**, **DVP3**, **DVS**, **DVR**, **DVSR**). Le principe de certaines séquences a déjà été présenté en détail dans la partie 2.3.3. Les numérotations 2 et 3 font référence au sous-niveau hyperfin dans lequel on prépare les atomes en début de séquence.

Les séquences CO2 et CO3 sont utilisées pour compenser le champ magnétique résiduel régnant dans l'enceinte et pour caractériser facilement les différentes propriétés des transitions Raman (efficacité des transitions, largeur du profil d'excitation...). Dans ces séquences, les transitions Raman sont non sélectives en vitesse.

Les séquences DVP2, DVP3, DVR, DVS, DVSR permettent d'étudier différentes distributions de vitesse, car dans la configuration contrapropageante les transitions Raman sont sélectives en vitesse :

- les séquences DVP2 et DVP3 permettent d'étudier la Distribution en Vitesse des atomes issus du Piège
- la séquence DVR permet d'étudier la Distribution en Vitesse des atomes après un Rebond
- la séquence DVS permet d'étudier la Distribution en Vitesse des atomes après la Sélection en vitesse réalisée par une première impulsion Raman
- la séquence DVSR permet d'étudier la Distribution en Vitesse des atomes après la Sélection en vitesse réalisée par une première impulsion Raman et le Rebond.

Les séquences CO2 et DVP2 (respectivement CO3 et DVP3) sont en réalité rigoureusement identiques (seule la configuration des faisceaux Raman change). Nous avons choisi tout de même de séparer leur présentation par souci de clarté.

- Séquences CO2 et CO3

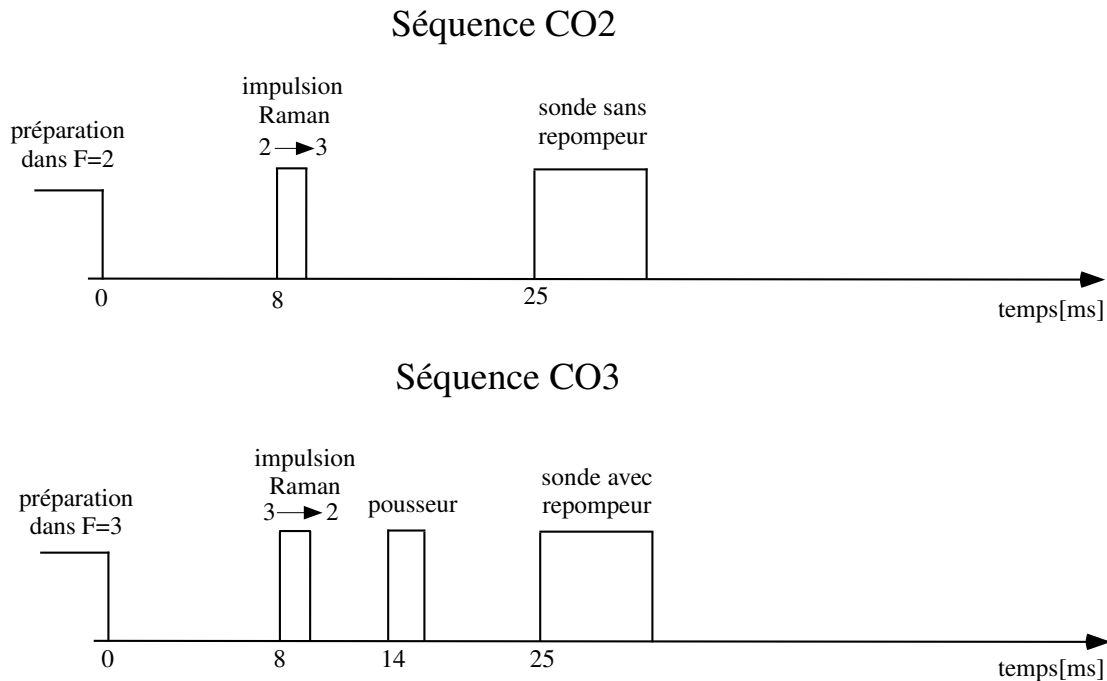


FIG. 3.16: Séquences expérimentales utilisées pour étudier les propriétés des transitions Raman dans la configuration *copropageante*.

Au cours de ces séquences, une seule impulsion Raman est réalisée et on veut détecter tous les atomes ayant effectué la transition Raman.

Deux types de séquences sont possibles suivant que les atomes sont initialement préparés dans le niveau fondamental $F = 2$ ou le niveau $F = 3$. Ces séquences sont respectivement notées CO2 et CO3 et sont présentées sur la figure 3.16.

Dans la séquence CO2, les atomes sont initialement préparés dans le niveau $F = 2$. Une impulsion Raman est ensuite réalisée. Pour détecter uniquement les atomes ayant effectué une transition Raman du niveau fondamental $F = 2$ vers le niveau $F = 3$, on branche le faisceau sonde en l'absence de faisceau repompeur.

Dans la séquence CO3, les atomes sont initialement préparés dans le niveau fondamental $F = 3$. Après l'impulsion Raman, le faisceau pousseur chasse les atomes qui sont restés dans le niveau $F = 3$. On sonde ensuite les atomes dans le niveau $F = 2$ en utilisant le faisceau sonde en présence de faisceau repompeur.

- Séquences DVP2 et DVP3

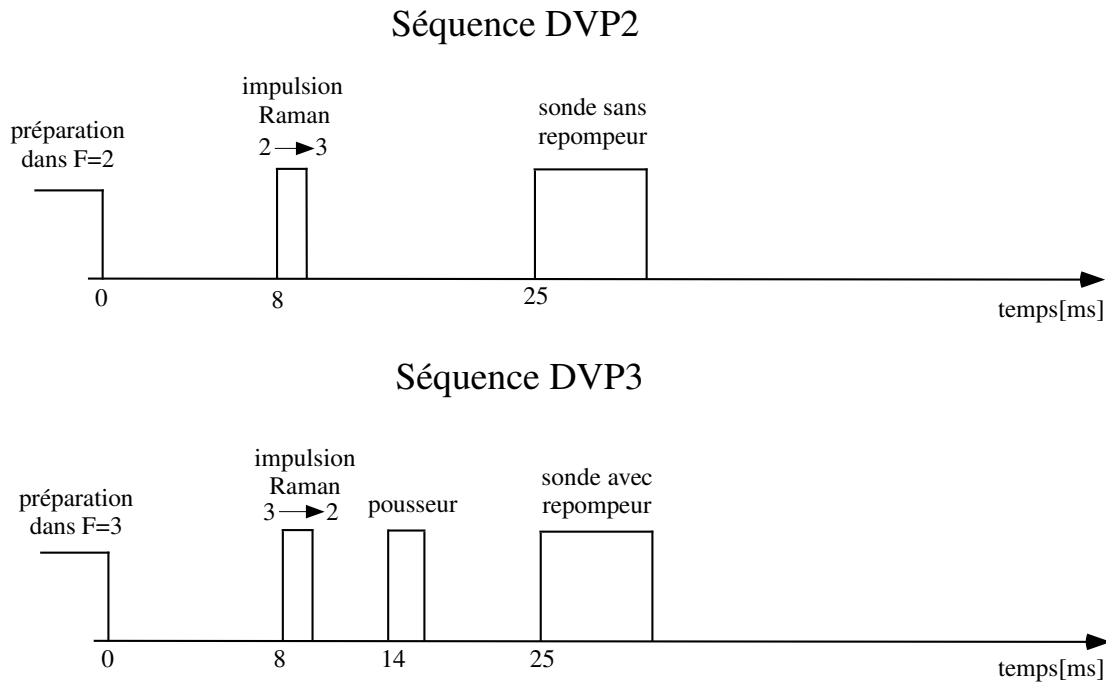


FIG. 3.17: Séquences expérimentales utilisées pour analyser la distribution en vitesse des atomes issus du piège.

Comme nous l'avons déjà mentionné, les séquences temporelles DVP2 et DVP3 sont rigoureusement identiques aux séquences CO2 et CO3.

La seule différence entre les séquences (essentielle par ailleurs) réside dans le fait que pour les séquences DVP2 et DVP3, les transitions Raman sont sélectives en vitesse car on se place dans la configuration contrapropageante. En balayant le désaccord δ_{exp} des faisceaux Raman par rapport à la transition hyperfine, on peut alors avoir accès à la distribution en vitesse des atomes.

La figure 3.17 présente ces séquences. Avec la séquence DVP2, on peut avoir accès à la distribution en vitesse des atomes issus du piège, initialement préparés dans l'état fondamental $F = 2$. La séquence DVP3 permet d'étudier la distribution en vitesse des atomes initialement préparés dans l'état fondamental $F = 3$.

- Séquence DVR

La séquence DVR est présentée sur la figure 3.18. Cette séquence permet d'étudier la sélection en vitesse réalisée par le miroir sur les atomes.

Dans cette séquence, les atomes sont initialement préparés dans l'état fondamental $F = 3$. Pour les faire rebondir, on désaccorde l'onde évanescente vers le bleu.

Lorsque les atomes s'approchent du prisme, on allume le miroir et ces derniers rebondissent. Après le rebond, on réalise une impulsion Raman au cours de laquelle des atomes passent du niveau $F = 3$ vers le niveau $F = 2$. Après avoir poussé les atomes du niveau $F = 3$, on détecte les atomes dans le niveau $F = 2$, ayant donc effectué la transition, en présence du faisceau repompeur.

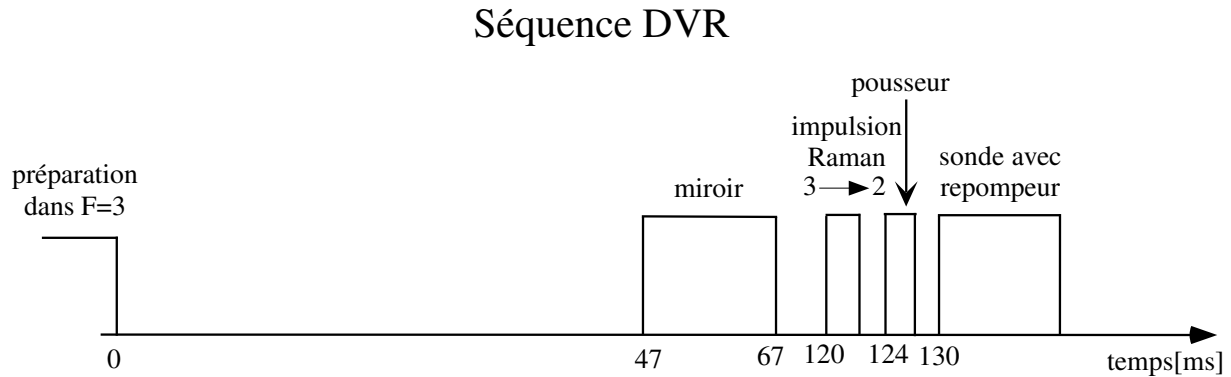


FIG. 3.18: Séquence expérimentale utilisée pour analyser la distribution en vitesse des atomes ayant rebondi.

- **Séquences DVS et DVSR**

Les séquences DVS et DVSR sont décrites sur la figure 3.19. Pour étudier la spécularité du miroir lumineux, elles sont réalisées en parallèle. Dans un premier temps, la séquence DVS a aussi été réalisée indépendamment pour vérifier que la sélection en vitesse faite par la première impulsion a bien les propriétés attendues.

Dans ces séquences, on réalise deux impulsions Raman. La première impulsion Raman effectue une sélection en vitesse. La deuxième est utilisée pour analyser la distribution en vitesse résultante.

La séquence DVS permet d'étudier la distribution en vitesse des atomes sélectionnés par la première impulsion et la séquence DVSR permet d'étudier la distribution en vitesse des atomes sélectionnés après le rebond.

Ces deux séquences ont déjà été présentées dans la partie 2.3.3. Au cours de la séquence DVSR, le laser Ti:Sa est désaccordé vers le bleu pour les atomes du niveau $F = 3$ (potentiel répulsif) et désaccordé vers le rouge pour les atomes du niveau $F = 2$ (potentiel attractif). Au cours des deux séquences, le désaccord δ_{exp}^s de la première impulsion Raman reste fixé. A l'aide de la deuxième impulsion, on analyse la vitesses des atomes en changeant le désaccord δ_{exp}^a de la deuxième impulsion à chaque fois que l'on commence la séquence. On enregistre ainsi le nombre d'atomes ayant effectué les deux transitions Raman en fonction de δ_{exp}^a .

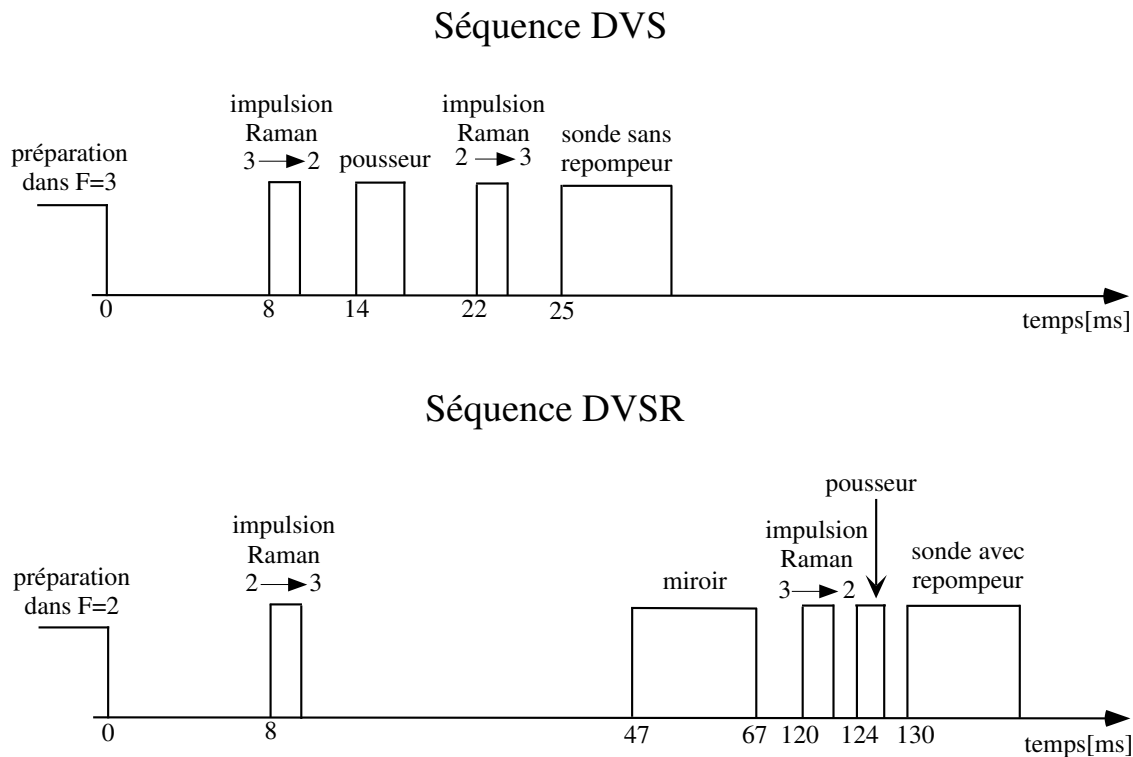


FIG. 3.19: Séquences expérimentales utilisées pour étudier la spécularité du miroir atomique lumineux. La séquence DVS permet d'analyser la distribution en vitesse après la sélection réalisée par la première impulsion. La séquence DVSR permet d'analyser la distribution en vitesse des atomes après une sélection en vitesse et le rebond.

3.6.2 Acquisitions

- Pour les différentes expériences réalisées, les temps de vol par fluorescence sont enregistrés numériquement à l'aide de l'ordinateur en utilisant le signal du P.M., ou de la photodiode sensible lorsque la fluorescence des atomes est trop élevée pour le P.M.. La fréquence d'échantillonnage est de 19.06 kHz. On enregistre un temps de vol à chaque fois que l'on réalise une séquence (ou encore à chaque fois que l'on charge un piège et que l'on lâche les atomes).

Pour déterminer le nombre total d'atomes détectés par temps de vol et donc par séquence, on s'intéresse à l'aire des temps de vol digitalisés. A l'aide d'un programme réalisé avec le logiciel Matlab, on somme tous les points du temps de vol obtenu et on soustrait à cette somme le fond dû à la lumière de la sonde diffusée dans l'enceinte. On obtient alors un signal directement proportionnel au nombre d'atomes détectés au cours de la séquence.

- Pour étudier la spécularité du miroir, on veut analyser uniquement l'effet du miroir sur la distribution en vitesse des atomes sélectionnés par la première impulsion Raman. On peut évaluer le nombre d'atomes contribuant au signal étudié, comme dans la partie 2.5.1, en considérant les pertes d'atomes à chaque étape de la séquence DVSR. Si on réalise une sélection en vitesse de

mi-largeur en $1/\sqrt{e}$ égale à $0.3 v_{\text{rec}}$ et s'il y a initialement N_{at} atomes piégés dont la distribution en vitesse a une largeur de $7 v_{\text{rec}}$, on détecte au maximum à la fin de la séquence $(\frac{0.3}{7} \frac{1}{5}) \times (0.1) \times (1/\sqrt{2}) \simeq 6 \times 10^{-4} \times N_{\text{at}}$ atomes (on a supposé que le miroir a les mêmes caractéristiques que dans la partie 2.5.1 : il réfléchit de l'ordre de 5% des atomes lorsqu'il n'y a pas de sélection Raman avant rebond et 10% des atomes lorsqu'il y a une sélection). Dans l'équation précédente, le premier facteur traduit la sélection Raman (dans le facteur $1/5$, on tient compte de tous les sous-niveaux m_F), le deuxième facteur le rebond et le troisième correspond à l'impulsion Raman d'analyse (on tient compte de la convolution du profil d'excitation par lui-même).

En réalisant la séquence DVSR, il est possible de détecter d'autres atomes que ceux qui ont été sélectionnés par la première impulsion Raman :

- des atomes initialement dans le niveau $F = 2$ peuvent subir une transition Raman spontanée pendant la première impulsion Raman et retomber dans l'état $F = 3$. On a calculé dans la partie 2.1.3 qu'au plus 1% des atomes initiaux effectuent ce processus pour un désaccord des faisceaux Raman Δ égal à 1500 MHz. Après les différentes étapes, environ $(1\%) \times (5\%) \times (\frac{0.3}{2.6} \frac{1}{7}) \simeq 8 \times 10^{-6} N_{\text{at}}$ atomes peuvent être détectés (le miroir réalise une sélection en vitesse de mi-largeur en $1/\sqrt{e}$ égale à $2.6 v_{\text{rec}}$ (voir le paragraphe 2.4.2)).

- des atomes peuvent être initialement préparés dans le *mauvais* niveau $F = 3$ puis rebondir et effectuer une transition Raman au cours de la deuxième impulsion Raman. Nous avons vu que 6% des atomes peuvent être préparés initialement dans le mauvais niveau. Après les différentes étapes, on peut détecter le nombre d'atomes suivant : $(6\%) \times (5\%) \times (\frac{0.3}{2.6} \frac{1}{7}) \simeq 5 \times 10^{-5} N_{\text{at}}$.

- enfin des atomes initialement dans l'état $F = 2$ peuvent absorber un photon sous l'action de l'onde évanescente quasi-résonnante, et retomber dans le niveau $F = 3$ pour ensuite rebondir (ces atomes rebondissent s'ils n'ont pas acquis au cours de leur interaction avec le potentiel dipolaire attractif du niveau $F = 2$ une énergie cinétique supérieure à la hauteur de la barrière de potentiel associé au niveau $F = 3$). Cet effet est important lorsque l'onde évanescente est peu désaccordée par rapport à la transition $(5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F_e = 1, 2, 3)$ car les atomes du niveau $F = 2$ ont plus de chance d'absorber un photon. On mesurera cet effet plus précisément dans le début du prochain chapitre⁵. Pour un désaccord de l'onde évanescente de 2.5 GHz, on évalue que l'on peut détecter environ $(20\%) \times (5\%) \times (\frac{0.3}{2.6} \frac{1}{7}) \simeq 2 \times 10^{-4} N_{\text{at}}$ atomes effectuant les processus considérés.

Tous les fonds d'atomes *parasites* évoqués ci-dessus ont des distributions en vitesse plus larges que les atomes sélectionnés par la première impulsion Raman (leur distribution en vitesse est fixée par la sélection que réalise le miroir). Seuls les derniers processus évoqués sont non négligeables pour un désaccord $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 2.5$ GHz. On peut expérimentalement déterminer ces fonds et les soustraire au signal global.

Pour ce faire, pour un désaccord fixé $\delta_{\text{exp}}^{\text{a}}$ de la deuxième impulsion Raman, on réalise une première fois la séquence DVSR pour un désaccord $\delta_{\text{exp}}^{\text{s}}$ de la première impulsion Raman permettant

⁵La mesure étant effectuée sur l'ensemble des atomes répartis sur les différents sous-niveaux m_F , on fait une surestimation du processus considéré.

de sélectionner une classe de vitesse susceptible de rebondir sur le miroir. On acquiert le temps de vol correspondant et on enregistre le nombre total d'atomes détectés N_{det} . On effectue ensuite la même séquence mais cette fois, le désaccord $\delta_{\text{exp}}^{\text{fond}}$ de la première impulsion Raman est choisi de manière à ne pas sélectionner une classe de vitesse pouvant rebondir ($\delta_{\text{exp}}^{\text{s}} - \delta_{\text{exp}}^{\text{fond}} = 200 \text{ kHz}$)⁶. On enregistre le temps de vol correspondant et le nombre total d'atomes N_{fond} . On soustrait ensuite les deux nombres d'atomes obtenus. Nous donnons plus de détails sur la soustraction effectuée dans l'annexe C et avons présenté un exemple des différentes courbes considérées.

Pour analyser la distribution en vitesse des atomes après la sélection et le rebond, nous avons toujours effectué cette soustraction pour chaque valeur du désaccord $\delta_{\text{exp}}^{\text{a}}$ de la deuxième impulsion Raman.

- Notons enfin que l'on peut faire des moyennages sur les courbes obtenues de distributions en vitesse : on peut balayer le désaccord δ_{exp} d'une impulsion Raman sur une même plage plusieurs fois (chaque balayage permettant d'obtenir une courbe). Les courbes obtenues sont ensuite additionnées.

Remarquons également que l'on peut réaliser un balayage aléatoire du désaccord δ_{exp} d'une impulsion Raman afin d'éviter des effets dus à des dérives systématiques.

⁶Le désaccord $\delta_{\text{exp}}^{\text{fond}}$ de la première impulsion ne permet pas non plus une transition Raman résonnante entre deux autres sous-niveaux m_F .

Chapitre 4

Résultats expérimentaux

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats expérimentaux. Il est constitué de deux grandes parties.

Dans une première partie, on présente des expériences préliminaires permettant de préparer les études expérimentales sur la specularité du miroir. On caractérise l'action du miroir, le champ résiduel dans l'enceinte d'expérimentation est compensé, et on s'assure que l'on comprend bien les transitions Raman effectuées par les atomes.

Dans une seconde partie (partie 4.6), les résultats obtenus lors des études sur la specularité du rebond sont présentés. On montre que les résultats sont compatibles avec une réflexion spéculaire et on évalue une limite supérieure de la rugosité du miroir. La distribution en vitesse des atomes sélectionnés après le rebond est analysée pour différents désaccords de l'onde évanescente.

4.1 Effet du miroir sur les atomes dans $F = 3$ et $F = 2$

Dans un premier temps, nous avons caractérisé l'action du miroir sur les atomes préparés dans les niveaux fondamentaux $F = 2$ ou $F = 3$, lorsque l'onde évanescente est désaccordée vers le bleu pour les atomes dans $F = 3$ et vers le rouge pour les atomes dans $F = 2$. Pour l'expérience globale permettant d'étudier la rugosité du miroir (séquence DVSR), il est en effet important de bien caractériser l'étape au cours de laquelle les atomes dans $F = 3$ rebondissent et les atomes dans $F = 2$ disparaissent.

La figure 4.1 présente le nombre d'atomes réfléchis lorsque ces derniers sont soit préparés dans l'état $F = 3$ (N_3), soit dans l'état $F = 2$ (N_2) en fonction du désaccord $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$. Cette étude a été menée sur l'ensemble des atomes répartis sur tous les sous-niveaux m_F . La détection des atomes après rebond a été réalisée en présence du faisceau repompeur. Le désaccord $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$ est expérimentalement le désaccord de l'onde évanescente par rapport à la transition $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F_e = 4\rangle$ (cette précision est surtout importante lorsque le désaccord n'est plus grand devant la structure hyperfine des états excités).

Sur cette figure, on constate que pour des atomes initialement préparés dans l'état $F = 3$, le nombre d'atomes réfléchis diminue lorsque le désaccord du laser Ti:Sa s'approche de la résonance D_2 ($\Delta_{\text{Ti:Sa}} < 500$ MHz). Les atomes sont perdus en émettant trop de photons spontanés (ils peuvent changer de niveau et ne plus être soumis au potentiel répulsif). Lorsque le désaccord dépasse 1 GHz, le nombre d'atomes réfléchis diminue car la surface effective du miroir diminue (nous avons vu dans la partie 2.4.2 que cette surface varie en $\ln(1/\Delta_{\text{Ti:Sa}})$ pour des atomes dans un sous-niveau donné).

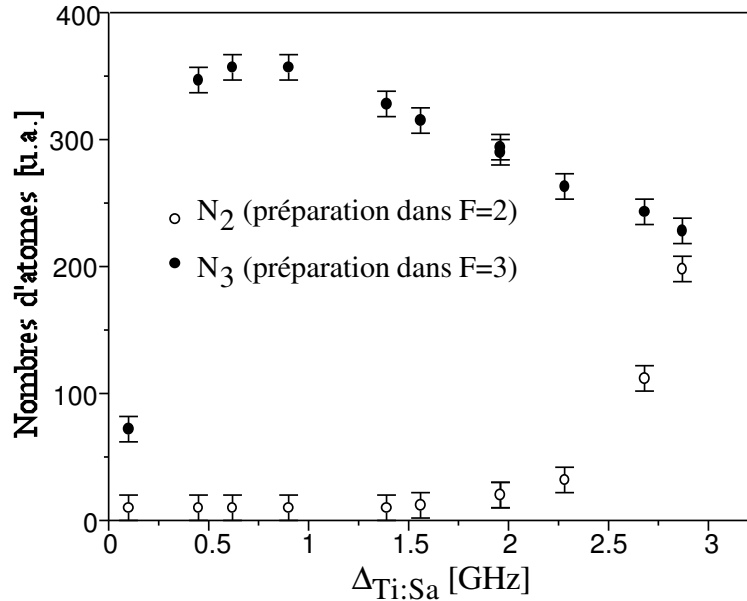


FIG. 4.1: Nombre d'atomes réfléchis (dans une unité arbitraire) en fonction du désaccord $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$ de l'onde évanescente par rapport à la transition atomique ($5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F_e = 4$) : en travaillant avec des atomes initialement préparés dans le niveau fondamental $F = 2$ (N_2) et avec des atomes initialement dans le niveau $F = 3$ (N_3). La détection des atomes après rebond a été réalisée en présence du faisceau repompeur. La polarisation du faisceau incident sur le prisme est TM et son intensité lumineuse au centre est de 460 W.cm^{-2} .

Lorsque les atomes sont initialement préparés dans l'état fondamental $F = 2$, on constate expérimentalement qu'aucun n'atome ne rebondit, tant que le désaccord $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$ est inférieur à 2 GHz. Lorsque l'onde évanescente s'approche en fréquence de la transition ($5S_{1/2} F = 2 \rightarrow 5P_{3/2} F_e = 1, 2, 3$), des atomes du niveau $F = 2$ commencent à rebondir, ce qui est *a priori* surprenant, puisque le potentiel du niveau $F = 2$ est attractif tant que $\Delta_{\text{Ti:Sa}} < 3$ GHz.

Pour interpréter cela, il suffit de considérer que ces atomes peuvent absorber des photons de l'onde évanescente puis retomber dans le niveau fondamental $F = 3$, pour lequel le potentiel est répulsif. Si ces atomes avant leur émission spontanée n'ont pas acquis une vitesse verticale trop grande sous l'effet du potentiel attractif du niveau $F = 2$, ils peuvent ensuite rebondir. Pour

un désaccord de 2.5 GHz, le nombre d'atomes réfléchis N_2 est égal à 20% environ du nombre d'atomes réfléchis N_3 .

En conclusion, il ressort de ces résultats que lorsque l'on va réaliser la séquence DVSR pour étudier la qualité du miroir, on va toujours se placer avec un désaccord $\Delta_{T_1:S_a}$ inférieur ou égal à 2.5 GHz. Dans cette situation le miroir remplit bien alors bien le rôle souhaité : les atomes du niveau $F = 3$ rebondissent et les atomes du niveau $F = 2$ disparaissent. Par ailleurs, les atomes préparés initialement dans $F = 2$ qui rebondissent par la suite ne présentent pas en réalité un inconvénient majeur, même s'ils peuvent être responsables d'un fond sur les temps de vol observés lors de la séquence DVSR. Ce fond a en effet une distribution en vitesse plus large que la distribution en vitesse des atomes sélectionnés. Il est possible d'autre part de l'identifier et de le soustraire (voir le paragraphe 3.6.2 et l'annexe C).

4.2 Compensation du champ magnétique résiduel

Avant de réaliser les expériences sur la spécularité du miroir à onde évanescente et de réaliser des transitions Raman, il est important de s'assurer que le champ magnétique résiduel régnant dans l'enceinte d'expérimentation est bien compensé.

Cette compensation est utile d'une part pour la phase de mélasse optique afin que le refroidissement des atomes soit efficace (voir partie 3.1.2). Cette compensation est d'autre part nécessaire pour que le champ magnétique directeur que l'on applique pendant les transitions Raman impose bien l'axe de quantification. Les polarisations de chaque faisceau Raman sont alors bien circulaires par rapport à cet axe.

Après avoir compensé le champ magnétique résiduel, on va vérifier que le champ magnétique directeur appliqué pendant les impulsions définit bien l'axe de quantification pour les transitions Raman. Enfin, en étudiant la largeur en fréquence de certaines transitions Raman, on peut évaluer les champs magnétiques résiduels oscillants et permanents.

Dans ce chapitre, nous allons toujours utiliser des impulsions Raman de forme Blackman.

4.2.1 Le processus de compensation

Le champ magnétique résiduel est compensé en utilisant les bobines décrites dans la partie 3.1.2. Cette compensation est nécessaire pour deux raisons. Elle rend d'abord la phase de refroidissement de la mélasse optique efficace. Elle permet d'autre part de bien définir l'axe de quantification lorsque l'on applique le champ directeur pour les transitions Raman.

Pour compenser le champ résiduel, nous réalisons les séquences¹ CO2 ou CO3 présentées dans la partie 3.6 (sur la figure 3.16) dans la configuration copropageante **sans appliquer de champ directeur**. Au cours de ces séquences, une seule impulsion Raman est réalisée. On étudie le

¹On obtient des résultats comparables avec les deux séquences.

nombre d'atomes ayant effectué une transition en fonction du désaccord expérimental δ_{exp} (défini dans la partie 3.3.4.2) pour une durée de l'impulsion fixée. Notons qu'il serait possible de compenser le champ résiduel dans la configuration contrapropageante, mais les transitions seraient alors sélectives en vitesse et les signaux observés seraient donc plus faibles et tiendraient compte de la distribution en vitesse des atomes.

Lorsqu'aucun champ directeur n'est appliqué pendant l'impulsion Raman, un champ résiduel permanent dans une direction quelconque impose l'axe de quantification. Il a pour effet de lever la dégénérescence entre tous les sous-niveaux m_F . Par rapport à cet axe, les faisceaux Raman peuvent contenir toutes les composantes de polarisation : π , σ^+ , σ^- .

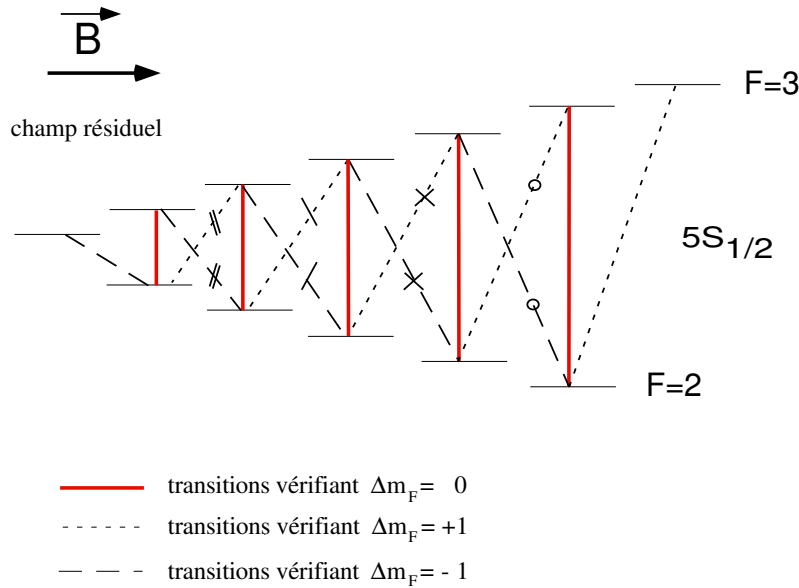


FIG. 4.2: Transitions Raman permises en tenant compte de la levée de dégénérescence entre tous les sous-niveaux m_F et de toutes les composantes possibles de polarisations π , σ^+ et σ^- . Les états excités intermédiaires ne sont pas représentés. Seuls les états initiaux et finaux sont représentés et une transition Raman est schématisée par un trait reliant ces deux états. Les transitions possibles doivent vérifier $\Delta m_F = \pm 1, 0$ (où $\Delta m_F = m_F$ du niveau $F = 3 - m_F$ du niveau $F = 2$). Les transitions repérées par un même signe (cercle, croix, trait, double trait) sont simultanément résonnantes (à chaque signe correspond une résonance).

Sur la figure 4.2, toutes les transitions Raman permises entre les sous-niveaux m_F sont comptabilisées en présence d'un champ résiduel quelconque. Au plus, on compte quinze transitions possibles car dans cette comptabilisation, on ne prend pas en compte les transitions qui correspondent à une variation du m_F égale à ± 2 . On peut en effet calculer que celles-ci sont peu probables [32]. Lorsque le nombre d'atomes ayant effectué une transition Raman est étudié en fonction du paramètre expérimental δ_{exp} , différentes transitions doivent être observées à diffé-

rents désaccords δ_{exp} . Une transition est résonnante lorsque la différence de fréquence entre les faisceaux Raman est précisément égale à la séparation en fréquence entre les deux sous-niveaux m_F considérés (voir la condition de résonance (2.16) du chapitre 2). Sur les quinze transitions possibles, certaines sont résonnantes pour le même δ_{exp} (voir figure 4.2). Expérimentalement, seules onze transitions peuvent donc être observées. Dans certaines situations où le champ était particulièrement mal compensé, la présence de ces onze transitions a été observée expérimentalement (voir figure 4.3 (a)).

On souhaite maintenant effectuer le processus de compensation du champ résiduel. Lorsque le champ résiduel est nul, les onze transitions précédentes sont résonnantes pour le même désaccord δ_{exp} car tous les sous-niveaux m_F sont dégénérés. Pour compenser le champ, nous réalisons plusieurs fois la séquence CO3 et étudions le nombre d'atomes ayant effectué une transition en fonction de δ_{exp} . Nous optimisons la compensation dans les trois directions de l'espace, direction après direction pour que toutes les transitions Raman en fonction du désaccord δ_{exp} se superposent. La figure 4.3(b) présente le résultat du processus de compensation avec une impulsion Raman de durée 100 μs . Sur cette figure, on constate que le pic de transition après la compensation a une largeur plus grande que la largeur de chacun des pics de la figure 4.3(a). Nous interpréterons cette largeur un peu plus loin.

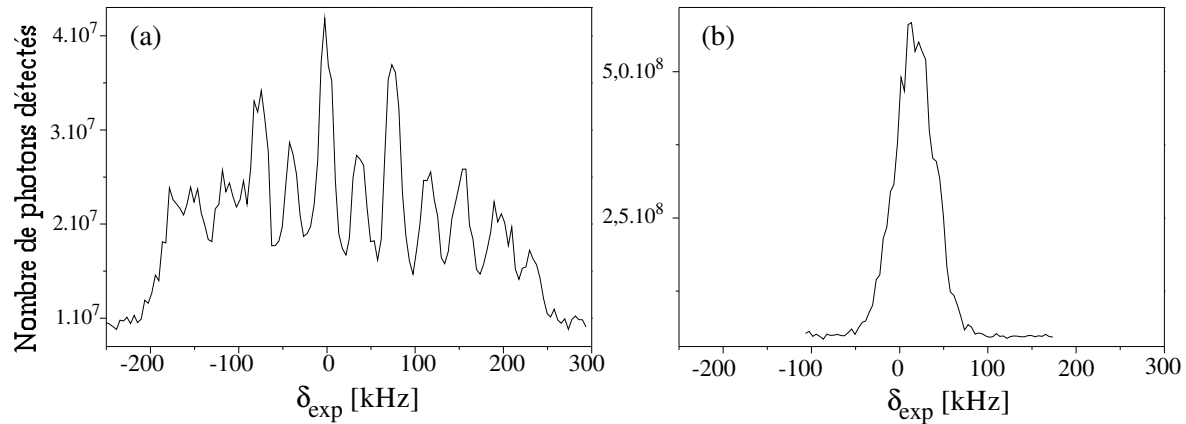


FIG. 4.3: Compensation du champ magnétique résiduel : on étudie le nombre d'atomes ayant effectué une transition Raman du niveau fondamental électronique $F = 3$ vers le niveau fondamental électronique $F = 2$ en réalisant la séquence CO3 en fonction du désaccord δ_{exp} de l'impulsion Raman (durée de l'impulsion Raman : 100 μs). La figure (a) représente le nombre de photons détectés lorsque le champ magnétique résiduel n'est pas bien compensé (le champ résiduel a une amplitude de l'ordre de 80 mG). La figure (b) représente la même chose lorsque le champ a été compensé dans les trois directions de l'espace.

Remarques :

- Nous avons défini le paramètre δ_{exp} dans la partie 3.3.4.2, comme la différence entre la séparation en fréquence entre les deux bandes latérales de la diode maître modulée Raman ($4\omega_{\text{HP}}$) et la séparation en fréquence ω_{12} entre les deux niveaux hyperfins fondamentaux. Nous avons déterminé expérimentalement ω_{12} , en étudiant la position en fréquence du profil d'excitation associé à la transition $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ dans la configuration copropageante lorsque les déplacements lumineux de chaque état fondamental électronique sont égaux (voir plus loin) et lorsqu'un champ directeur est présent. On sait alors en effet que la condition de résonance en fréquence est donnée par $\delta = 4\omega_{\text{HP}} - \omega_{12} = 0$ pour la transition $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$. Nous en avons déduit $\omega_{12} = 3035734 \pm 2$ kHz (cette valeur est en accord avec la valeur de ω_{12} donnée par la référence [79]).
- Pour les résultats expérimentaux des figures 4.3, 4.4, 4.5, les déplacements lumineux des deux états fondamentaux n'étaient pas rigoureusement égaux ; ce fait n'est pas gênant pour effectuer le processus de compensation. C'est la raison pour laquelle les pics des transitions ne sont pas rigoureusement centrés autour de la fréquence nulle.

4.2.2 Observation des transitions en présence d'un champ directeur**Observation des transitions**

Lorsqu'un champ directeur est appliqué pendant les impulsions Raman le long de la direction de propagation des faisceaux, seules les transitions vérifiant la condition $\Delta m_F = 0$ sont autorisées (voir partie 2.2 du chapitre 2). Sur la figure 4.2, on constate plus précisément que seules cinq transitions sont autorisées. C'est bien ce que l'on observe expérimentalement sur la figure 4.4 obtenue en réalisant la séquence CO3 en présence d'un champ directeur. Sur cette figure, on a tracé le nombre de photons détectés en fonction du paramètre δ_{exp} pour une durée de l'impulsion Raman de 100 μs . On observe cinq transitions principales, le pic (0) correspondant à la transition $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$. Les autres transitions présentes sont induites par des impuretés de polarisation et leur efficacité est inférieure à 6% de l'efficacité moyenne des cinq transitions principales.

Il y a levée de dégénérescence entre tous les niveaux m_F par suite de l'effet Zeeman. Sous l'effet d'un champ magnétique, les sous-niveaux m_F du niveau F , dont le facteur de Landé est g_F , se déplacent en énergie de la valeur suivante :

$$\Delta E_{m_F} = g_F m_F \frac{e}{2M} B = g_F m_F B \times 1.4 \text{MHz/Gauss}, \quad (4.1)$$

où e est la charge de l'électron et B le module du champ magnétique. Compte tenu de la valeur des champs utilisés ici, seul l'effet Zeeman linéaire est à considérer pour calculer la séparation en fréquence entre les différents pics de transition (le déplacement en énergie du niveau ($F =$

3, $m_F = 0$) induit par l'effet Zeeman quadratique est égale à 370 Hz pour un champ magnétique directeur d'amplitude 750 mG). Comme $g_{F=3} = 1/3$ et $g_{F=2} = -1/3$, l'écart en fréquence Δf entre deux transitions successives pour un champ magnétique directeur de module B est donné par :

$$\Delta f = \frac{2}{3}B \times 1.4\text{MHz/Gauss}. \quad (4.2)$$

En déterminant l'écart en fréquence Δf entre les différents pics de transition sur la figure 4.4 ($\Delta f = 699$ kHz), on calcule que le champ magnétique directeur a une amplitude égale à 750 mG. Cette valeur est compatible avec la valeur du champ magnétique calculée (égale à 768 mG) en connaissant la géométrie des bobines et les intensités des courants à mieux que 3% près (cet écart est étonnamment faible.)

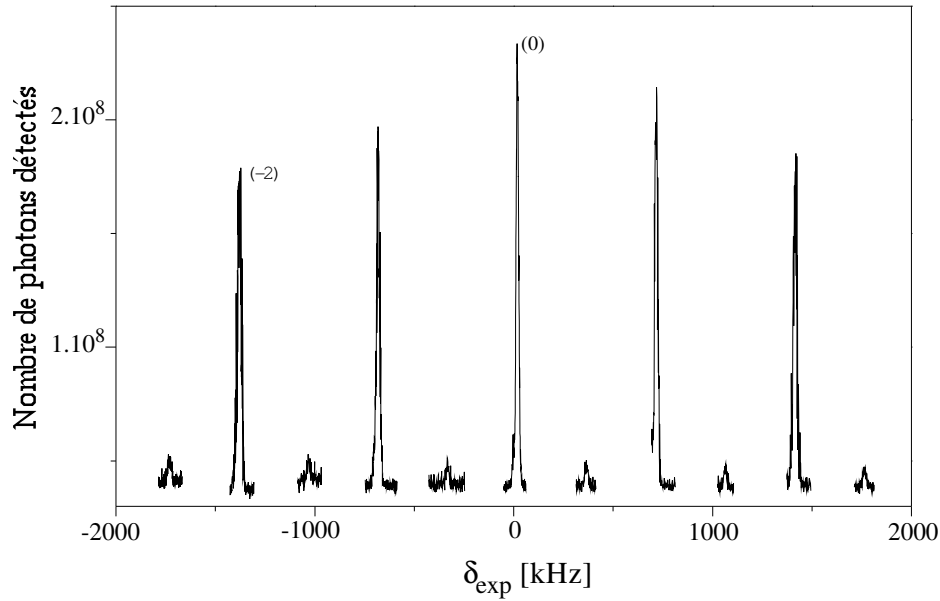


FIG. 4.4: *Etude du nombre d'atomes ayant effectué une transition Raman du niveau $F = 3$ vers le niveau $F = 2$ en fonction du désaccord δ_{exp} des faisceaux Raman lorsqu'un champ directeur est présent. La figure représente le nombre de photons détectés lorsque l'on réalise la séquence CO3 en fonction du désaccord δ_{exp} pour une durée de l'impulsion Raman fixée et égale à 100 μs . Le champ magnétique directeur déduit de l'écart en fréquence entre les différents pics a une amplitude de 750 mG. On observe cinq transitions principales.*

Enfin, la figure 4.4 donne accès à la répartition des atomes sur les différents sous-niveaux magnétiques m_F . La hauteur de chaque pic est en effet directement proportionnelle à la population dans le sous-niveau m_F considéré.

Evaluation des champs résiduels

Evaluons maintenant les champs résiduels régnant dans l'enceinte d'expérimentation. Pour cela, considérons les largeurs en fréquence des différentes transitions présentées sur la figure 4.4 en présence d'un champ directeur et pour une durée d'impulsion Raman de $100 \mu\text{s}$. La largeur à mi-hauteur de la transition associée au sous-niveau $m_F = 0$ est égale à $\delta f_0 = 15.5 \text{ kHz}$, celle de la transition associée à $m_F = \pm 1$ vaut $\delta f_{\pm 1} = 19.2 \text{ kHz}$ et enfin celle de la transition associée à $m_F = \pm 2$ est égale à $\delta f_{\pm 2} = 23.2 \text{ kHz}$.

Nous constatons que la largeur en fréquence des transitions augmente avec la valeur du m_F associé. On peut comprendre cela en invoquant la présence d'un **champ magnétique résiduel fluctuant**². En partant de l'équation (4.1), on peut calculer qu'un champ fluctuant de module maximal ΔB (exprimé en Gauss) provoque un élargissement de la transition associée à m_F de l'ordre de $\frac{2}{3}m_F\Delta B \times 1.4 \times 10^6 \text{ Hz}$. Expérimentalement, nous constatons que $\delta f_{\pm 2} - \delta f_{\pm 0} \simeq 2(\delta f_{\pm 1} - \delta f_{\pm 0}) \simeq 7.7 \text{ kHz}$; les élargissements observés semblent bien proportionnels au nombre quantique m_F . On peut calculer d'autre part à partir des valeurs précédentes, l'ordre de grandeur pour ΔB : $\Delta B \simeq 4 \text{ mG}$.

Le pic obtenu après le processus de compensation sans champ magnétique directeur présenté sur la figure 4.3(b), a une largeur à mi-hauteur égale à 48 kHz . Le fait que cette dernière largeur soit plus élevée que la largeur des différentes transitions en présence d'un champ directeur indique que le champ résiduel n'est pas parfaitement compensé. En supposant que la largeur du pic final est fixée par la largeur des deux transitions associées à $m_F = \pm 2$ séparées d'une distance en fréquence imposée par le **champ magnétique résiduel permanent**³ et en utilisant l'équation (4.2), on peut calculer que l'on a compensé le champ résiduel à 7 mG près.

Enfin, à travers toutes ces considérations, ressort l'intérêt d'utiliser la transition $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ avec un champ magnétique directeur pour nos expériences. Cette transition correspond en effet à la sélection en vitesse la plus fine réalisable expérimentalement (il s'agit de la transition qui a la largeur en fréquence la plus fine) puisqu'elle n'est pas sensible au premier ordre à des champs résiduels fluctuants. Ceci se traduit aussi par le fait que cette transition est aussi la moins bruitée (voir figure 4.5).

A partir de maintenant dans ce mémoire, les séquences expérimentales vont toujours être réalisées en présence d'un champ magnétique directeur. On va d'autre part uniquement s'intéresser à la transition $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$.

²Des champs oscillants à la fréquence de 50 Hz ou 100 Hz créés par certaines alimentations électriques pourraient bien provoquer un élargissement des transitions.

³Ce calcul est une surestimation du champ résiduel car les transitions les plus éloignées en fréquence n'ont pas été considérées.

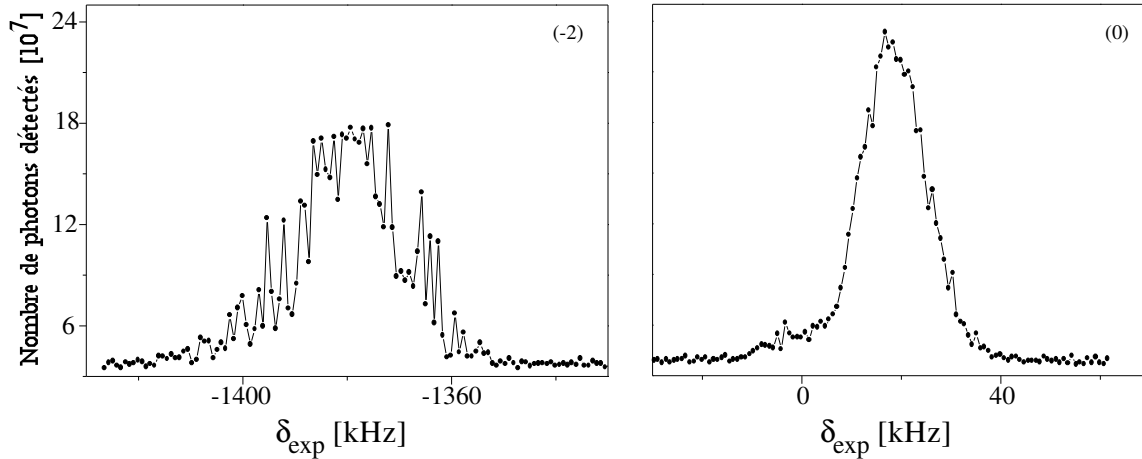


FIG. 4.5: Zoom des pics (-2) et (0) de la figure 4.4. On voit ici que le pic (0) est moins bruité que le pic (-2). Ceci peut provenir du fait que le pic (-2) est sensible à un champ magnétique résiduel fluctuant à cause de l'effet Zeeman contrairement au pic (0).

4.3 Caractérisation expérimentale des transitions dans la configuration copropageante

Avant de passer à la configuration contrapropageante, il est utile d'étudier les différentes caractéristiques expérimentales des transitions Raman (efficacité, largeur du profil d'excitation) dans la configuration copropageante afin de s'assurer que ces transitions ont les propriétés attendues (voir les considérations théoriques du chapitre 2).

L'objectif de cette partie est d'avoir une bonne compréhension générale des transitions Raman dans notre dispositif. Nous voulons d'autre part être sûrs de choisir correctement les différents paramètres des faisceaux Raman pour maximiser le transfert d'atomes lors des transitions.

La lecture de cette partie n'est pas indispensable pour comprendre les différents résultats sur la spécularité du miroir.

Les différents paramètres expérimentaux à choisir pour contrôler les caractéristiques des transitions Raman sont :

- la durée de l'impulsion Raman τ
- le désaccord Δ des faisceaux par rapport aux états excités $|5P_{3/2}, F_e\rangle$
- les intensités lumineuses des faisceaux I_a et I_b
- le désaccord δ_{exp} .

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser au choix des paramètres τ , I_a , I_b et Δ . Nous allons dans un second temps étudier la largeur en fréquence des transitions Raman pour un jeu de paramètres fixés (τ , I_a , I_b et Δ) en faisant varier le désaccord δ_{exp} .

4.3.1 Choix de la durée de l'impulsion Raman, du désaccord Δ et de l'intensité des faisceaux

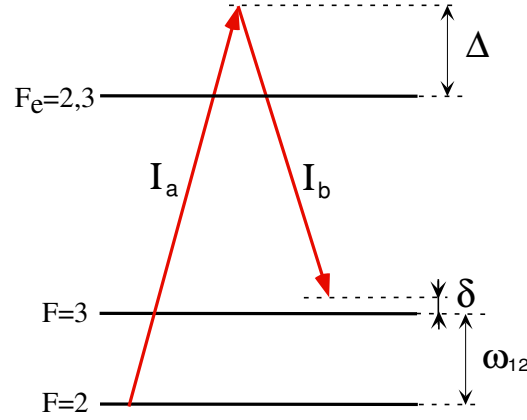


FIG. 4.6: Représentation des grandeurs considérées dans ce paragraphe : Δ , I_a , I_b et δ .

Pour simplifier nos raisonnements, on suppose que le désaccord Δ est grand devant la structure hyperfine des états excités. On appelle I_a l'intensité du faisceau Raman de plus grande fréquence, c'est-à-dire celui qui est injecté sur la bande latérale d'ordre +1 de la diode maître modulée (voir figure 4.6).

Au vu des résultats du chapitre 2, les différents paramètres doivent être choisis pour que les conditions suivantes soient remplies :

- (1) : l'impulsion Raman doit effectuer une sélection en vitesse de largeur fixée *a priori*
 - (2) : l'impulsion Raman doit être π
 - (3) : les déplacements lumineux de chaque état fondamental ($F = 3, m_F = 0$) et ($F = 2, m_F = 0$) doivent être égaux
- Pour une impulsion de type π , la largeur de la sélection en vitesse (voir équation (2.25) du paragraphe 2.1.2.2) est inversement proportionnelle à la durée de l'impulsion. Le paramètre τ est donc fixé par les conditions (1) et (2). La durée de l'impulsion sera donc toujours choisie en fonction de la sélection en vitesse souhaitée, indépendamment des autres paramètres.

- D'après les équations (2.22), (2.24) et (2.37), la condition (2) s'écrit :

$$\pi = 0.42\Omega_0\tau = 0.42\frac{\Gamma\tau}{4}\frac{\sqrt{I_a I_b}}{I_{\text{sat}}}\left(\frac{2}{9}\frac{\Gamma}{\Delta_{F_e=3}} + \frac{1}{9}\frac{\Gamma}{\Delta_{F_e=2}}\right), \quad (4.3)$$

où nous reprenons les notations du chapitre 2 ($\Delta_{F_e=3}$ et $\Delta_{F_e=2}$ sont les désaccords par rapport aux deux états excités considérés). Dans le cas, où les désaccords sont grands par rapport à la

structure hyperfine des états excités (de l'ordre de 180 MHz), la condition (2) (impulsion π) devient :

$$\pi = 0.42 \frac{\Gamma \tau}{4} \frac{\sqrt{I_a I_b}}{I_{\text{sat}}} \frac{3 \Gamma}{9 \Delta}. \quad (4.4)$$

• La condition (3) porte uniquement sur le désaccord Δ et les intensités des faisceaux. Si le désaccord est grand devant la structure hyperfine des niveaux excités, la condition (3) s'écrit :

$$\frac{I_a}{\Delta} + \frac{I_b}{\Delta - \omega_{12}} = \frac{I_b}{\Delta} + \frac{I_a}{\Delta + \omega_{12}}. \quad (4.5)$$

A titre d'exemple pour un désaccord typique $\Delta = 1500$ MHz, on doit avoir $I_b \simeq 0.33 I_a$.

Démarche choisie :

Nous avons décidé de travailler à intensité I_a maximale et constante. L'intensité I_b et le désaccord Δ sont ensuite définis de manière univoque par le système d'équations (4.4) et (4.5).

4.3.2 Étude expérimentale des oscillations de Rabi

4.3.2.1 Oscillations observées

Nous allons présenter ici une étude expérimentale des oscillations de Rabi. Nous allons ainsi pouvoir déterminer expérimentalement un jeu de paramètres (Δ , I_a , I_b , τ) pour lequel une impulsion Raman est de type π . Pour ce faire, pour un jeu de paramètres (Δ , I_a , I_b) fixé, nous allons étudier le nombre d'atomes transférés en fonction de la durée τ de l'impulsion. On pourra ainsi déterminer la durée τ pour laquelle le transfert est maximal. En observant les oscillations de Rabi, on pourra aussi vérifier si la pulsation de Rabi effective expérimentale trouvée est la même que celle calculée théoriquement.

Seule la transition $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ est étudiée. Pour cette étude, la séquence CO3 est réalisée en présence d'un champ magnétique directeur et on fixe le paramètre δ_{exp} pour que la transition $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ soit résonnante. On étudie alors le nombre d'atomes effectuant une transition du niveau $F = 3$ vers le niveau $F = 2$ (ou encore la hauteur du pic (0) sur la figure 4.4) en fonction de la durée τ de l'impulsion.

Il est indispensable de réaliser cette étude dans la configuration copropageante. Les transitions Raman sont alors en effet non sélectives en vitesse et le nombre d'atomes effectuant une transition ne dépend que du type de l'impulsion (π , $\pi/2$...) et non de la largeur de la sélection en vitesse.

La figure 4.7 présente les résultats expérimentaux obtenus pour $\Delta = 1500$ MHz, $I_a = 10 I_{\text{sat}}$ et $I_b = 0.3 I_a$. Les valeurs précédentes ont été choisies de manière à avoir la condition (3) sur les déplacements lumineux remplie.

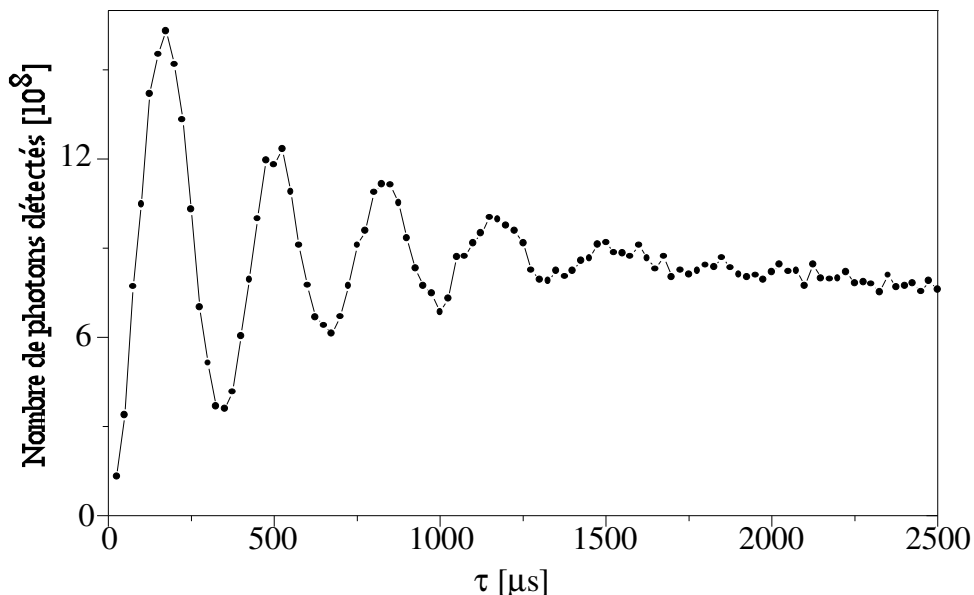


FIG. 4.7: *Etude des oscillations de Rabi : étude du nombre d'atomes ayant effectué une transition du niveau $F = 3$ vers le niveau $F = 2$ en fonction de la durée de l'impulsion Raman τ pour un désaccord δ_{exp} fixé. La figure représente le nombre de photons détectés lorsque l'on réalise la séquence CO3 en présence d'un champ magnétique directeur de 750 mG. Le désaccord δ_{exp} est choisi pour que la transition $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ soit résonnante ($\delta_{\text{exp}} = 0$). Paramètres utilisés : $\Delta = 1500$ MHz, $I_a = 10I_{\text{sat}}$ et $I_b = 0.3I_a$. Les valeurs précédentes ont été choisies pour égaliser les déplacements lumineux de chaque niveau fondamental électronique.*

Sur la figure 4.7, nous observons des oscillations fortement amorties. La période mesurée de ces oscillations est égale à $T_{\text{exp}} = 340 \mu\text{s}$ avec une incertitude de l'ordre de 5% (l'impulsion Raman est donc de type π pour une durée τ égale à $170 \mu\text{s}$). Pour effectuer cette dernière mesure, on a ajusté la courbe expérimentale par une fonction sinusoïdale exponentiellement amortie $P_1 + P_2 \exp(\tau/P_3) \cos(P_4\tau)$ de paramètres ajustables P_1, P_2, P_3 et P_4 . On trouve aussi avec cet ajustement $P_3 = 600 \pm 25 \mu\text{s}$. Nous avons choisi d'ajuster la courbe expérimentale par la fonction précédente car, ne connaissant pas précisément l'origine de l'amortissement observé, il n'est pas possible de connaître une expression analytique simple de la fonction attendue (un ajustement de la courbe expérimentale par une fonction sinusoïdale dont l'enveloppe est gaussienne est moins satisfaisant).

On calcule la période théorique attendue à partir des intensités I_a et I_b ($I_a = 10I_{\text{sat}}$ et $I_b = 0.3I_a$)⁴ au centre des faisceaux et en utilisant l'expression suivante :

$$T_{\text{theo}} = 2\pi / \left(0.42 \frac{\Gamma}{4} \frac{\sqrt{I_a I_b}}{I_{\text{sat}}} \left(\frac{2}{9} \frac{\Gamma}{\Delta_{F_e=3}} + \frac{1}{9} \frac{\Gamma}{\Delta_{F_e=2}} \right) \right). \quad (4.6)$$

⁴Les intensités au centre de chaque faisceau sont obtenues en mesurant la puissance transmise de chaque faisceau à travers un trou de diamètre 1 mm. On a vérifié que ces mesures sont cohérentes avec la détermination des intensités au centre à partir de la connaissance de la puissance totale et des tailles de chaque faisceau.

On trouve $T_{\text{theo}} = 230 \mu\text{s}$ avec une incertitude de l'ordre de 15%.

Situations où la condition (3) sur les déplacements lumineux n'est pas vérifiée

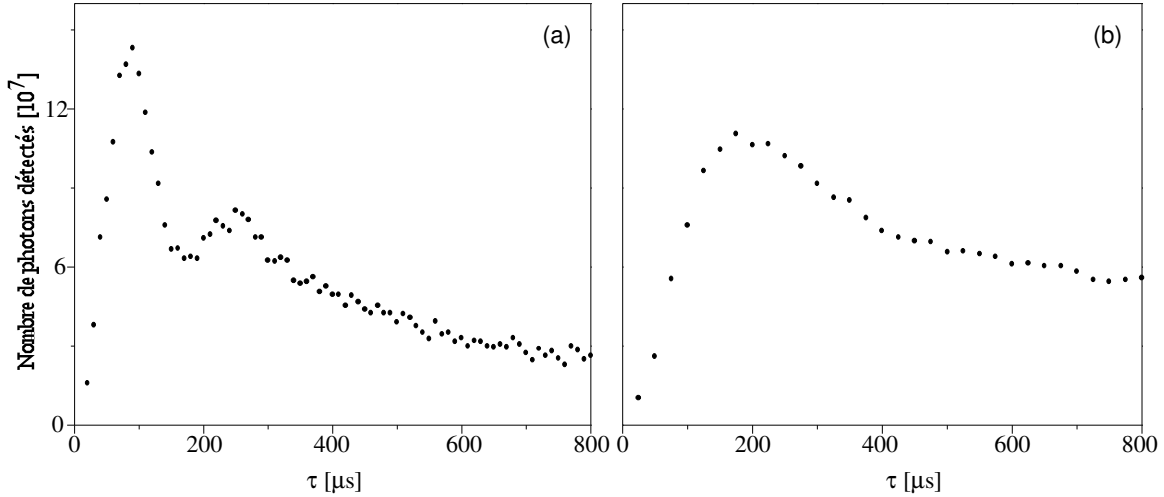


FIG. 4.8: *Etude des oscillations de Rabi lorsque les déplacements lumineux de chaque niveau fondamental ne sont pas égaux : nombre de photons détectés en fonction de la durée de l'impulsion τ lorsque l'on réalise la séquence CO3 en présence d'un champ magnétique directeur de 750 mG. Le désaccord δ_{exp} est fixé et est choisi pour que la transition $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ soit résonnante. La courbe (a) a été obtenue lorsque les deux faisceaux ont même intensité : $\Delta = 1500 \text{ MHz}$, $I_a = 10I_{\text{sat}}$ et $I_a = I_b$. Pour la courbe (b), on a inversé I_a et I_b par rapport au cas des égalités des déplacements lumineux : $\Delta = 1500 \text{ MHz}$, $I_b = 10I_{\text{sat}}$ et $I_a = 0.3I_b$.*

Nous avons vu théoriquement que lorsque les déplacements lumineux des états fondamentaux ne sont pas égaux, un amortissement est induit sur les oscillations de Rabi (voir la partie 2.1.4). Il est donc intéressant de s'assurer que la condition (3) est bien vérifiée expérimentalement avec les paramètres précédents. Les courbes de la figure 4.8 représentent le nombre de photons détectés en effectuant la séquence CO3 en fonction de la durée de l'impulsion dans des situations où on calcule que les déplacements lumineux des états fondamentaux ne sont pas égaux. La courbe (a) a été obtenue pour $\Delta = 1500 \text{ MHz}$, $I_b = 10I_{\text{sat}}$ et $I_a = I_b$, ce qui correspond à une différence des déplacements lumineux des états fondamentaux égale à $|\Lambda_{\text{tot}}| = 29 \text{ kHz}$. La courbe (b) a été obtenue avec $\Delta = 1500 \text{ MHz}$, $I_a = 10I_{\text{sat}}$ et $I_b = 0.3I_b$, ce qui correspond à $|\Lambda_{\text{tot}}| = 37 \text{ kHz}$. On constate bien expérimentalement que le nombre d'oscillations diminue lorsque $|\Lambda_{\text{tot}}|$ augmente. Le transfert maximal d'atomes diminue aussi lorsque $|\Lambda_{\text{tot}}|$ augmente. Par rapport à la figure 4.7, la courbe (a) (respectivement (b)) de la figure 4.8 a un maximum 13% (respectivement 36%) inférieur à celui de la figure 4.7.

Lorsque l'on varie l'intensité I_b autour de la valeur calculée $0.3I_a$ sur une petite plage, les courbes

obtenues en fonction de la durée de l'impulsion τ ne présentent pas plus d'oscillations que celle de la figure 4.7. Cette dernière courbe correspond donc bien à une optimisation des différents paramètres.

4.3.2.2 Discussion des résultats

Nous allons essayer d'interpréter la forme de la courbe présentée sur la figure 4.7.

Intéressons-nous d'abord à la période des oscillations. Nous constatons que $T_{\text{theo}} \simeq 0.7 \times T_{\text{exp}}$. La pulsation de Rabi ne dépend que de l'intensité des faisceaux Raman et du désaccord Δ (voir équation (4.6)). Le désaccord Δ étant connu avec précision et étant fixé, plusieurs explications peuvent être invoquées pour comprendre que la période mesurée est supérieure à la période calculée en supposant que l'intensité lumineuse vue par les atomes est inférieure à celle mesurée.

- A cause de la distribution spatiale du nuage atomique, tous les atomes ne voient pas l'intensité au centre des faisceaux. Le rayon en $1/e^2$ des faisceaux Raman est égal à $w = 8$ mm. Le nuage atomique a une distribution en densité gaussienne de largeur en $1/e^2$ de l'ordre de $w_{\text{at}} = 2$ mm, au moment où les atomes interagissent avec les faisceaux Raman. L'intensité lumineuse moyenne vue par les atomes est donc inférieure à l'intensité maximale au centre des faisceaux. Lorsque l'on pondère la distribution en intensité du faisceau par la distribution en densité du nuage atomique, on trouve que la pulsation de Rabi effective moyenne vue par les atomes est égale à 94% de la pulsation de Rabi calculée à partir des intensités au centre. Cette explication à elle seule ne semble donc pas suffisante pour comprendre la différence observée entre la valeur théorique et la valeur expérimentale.

- Le dernier facteur correctif de 94% diminue bien sûr, si les faisceaux Raman ne sont pas bien superposés. Ce facteur est égal à 70% si les centres des faisceaux Raman sont décalés de 4 mm (un faisceau est centré sur le piège et l'autre est décalé). Notre méthode de positionnement des faisceaux paraissant assez fiable, cette explication ne semble pas pouvoir expliquer les divergences observées (nous pensons pouvoir superposer les centres des deux faisceaux Raman à 1 mm près).

- Enfin, dans la partie 3.3.2, nous avons constaté, en étudiant le battement entre les deux faisceaux Raman, la présence d'un piédestal d'une largeur à mi-hauteur de 800 Hz (il est très délicat expérimentalement de déterminer précisément sur l'analyseur de spectre la puissance lumineuse contenue dans le piédestal). La puissance disponible dans les faisceaux Raman pour les transitions stimulées est donc moins importante que prévue (surtout pour des impulsions Raman de fréquences petites devant la largeur du piédestal) et on s'attend donc à ce que la période des oscillations de Rabi expérimentales soit plus élevée que prévue.

Essayons maintenant d'énumérer les processus possibles pouvant contribuer à amortir les oscillations de Rabi observées sur la figure 4.7.

- Les déplacements lumineux ne semblent pas être responsables d'une relaxation sur les oscillations de Rabi. Pour la courbe de la figure 4.7, on a fait en sorte en effet que les déplacements

lumineux des niveaux fondamentaux électroniques soient égaux (et on a vérifié expérimentalement que l'on a optimisé cette égalisation). Nous ne garantissons pas néanmoins que les déplacements lumineux sont rigoureusement égaux sur toute la surface des faisceaux si les faisceaux ne sont pas rigoureusement identiques ou s'ils présentent des inhomogénéités.

- La distribution en vitesse des atomes pendant l'interaction avec les faisceaux Raman a un rayon en $1/\sqrt{e}$ de l'ordre de $7 v_{\text{rec}}$ et est centrée autour d'une vitesse égale à $v = 8 \text{ cm.s}^{-1}$. Si on considère un impulsion de durée $\tau = 1 \text{ ms}$, les atomes parcourent en moyenne uniquement une distance de $80 \mu\text{m}$ pendant la durée de l'impulsion. Par rapport à la taille du faisceau Raman, cette distance est négligeable. Pendant la durée de l'impulsion, tous les atomes voient donc une impulsion lumineuse de même forme et de même durée.

- L'émission spontanée induite par les faisceaux Raman sur les atomes ne peut pas être responsable d'un tel amortissement. Ces processus ne conduisent d'une part qu'à une diminution de l'efficacité des transitions Raman car au cours de ces processus des atomes du niveau initial ($F = 3, m_F = 0$) sont perdus (les minima des oscillations doivent rester nuls). On peut d'autre part calculer l'ordre de grandeur du taux d'émission spontanée à l'aide de l'équation (2.30) obtenue pour un atome à deux niveaux⁵. Pour $\Delta = 1500 \text{ MHz}$ et $\Omega_0 = \pi/(0.42 \times 170 \times 10^{-6})$, on calcule un taux égal à 70 rad.s^{-1} ou encore 11 Hz . L'amortissement causé par ces processus doit s'effectuer sur un temps de l'ordre de 14 ms !

- Les faisceaux Raman peuvent ne pas être rigoureusement parallèles (on évalue expérimentalement que les faisceaux peuvent être inclinés d'un angle de 1°). Nous avons vu dans la partie 2.1.5 que ce défaut de parallélisme peut conduire à une relaxation des oscillations de Rabi (car il conduit à une dispersion sur la valeur du désaccord δ_{at} , à cause de la distribution en vitesse des atomes, de l'ordre de 0.9 kHz). La figure 2.7 peut correspondre exactement à la situation expérimentale dans laquelle on s'est placé. Nous voyons sur cette figure que ce défaut de parallélisme ne peut pas expliquer à lui seul la relaxation observée puisque la relaxation induite par ce défaut s'effectue sur un temps de l'ordre de $P_3 = 3.5 \text{ ms}$.

- La présence du piédestal sur le battement entre les faisceaux Raman peut peut-être provoquer une relaxation : les faisceaux Raman ne sont pas rigoureusement cohérents en phase et le désaccord δ associé aux impulsions Raman est défini à la largeur du battement près. L'élargissement sur le désaccord δ_{at} étant du même ordre de grandeur (voir même inférieur) que celui considéré dans l'argument précédent, on arrive aussi à la conclusion que le piédestal sur le battement ne peut pas provoquer la relaxation observée expérimentalement.

- Nous avons vu précédemment que tous les atomes ne voient pas rigoureusement la même intensité lumineuse car le nuage atomique a une distribution spatiale de taille non complètement négligeable par rapport à la taille des faisceaux Raman. Tous les atomes ne voient donc pas la même pulsation de Rabi effective et cet effet peut conduire à un brouillage des oscillations de

⁵Dans le cas où considère un atome à plusieurs niveaux excités, le taux calculé est inférieur au taux mentionné dans le texte (car il faut prendre en compte des coefficients de Clebsch Gordan) et ceci conduit à temps d'amortissement plus grand.

Rabi. Considérons une impulsion carrée. Lorsque l'on utilise l'équation (2.26) pour la probabilité de transition, et que l'on intègre cette probabilité sur l'ensemble du faisceau Raman (en supposant que les deux faisceaux sont bien centrés), en pondérant la probabilité par la densité du nuage atomique, on observe des oscillations de Rabi amorties. On a supposé ici que la mi-largeur du nuage en $1/e^2$ est égale à 2 mm et que le faisceau laser a un rayon en $1/e^2$ égal à 8 mm. En ajustant la courbe obtenue numériquement avec la même fonction que précédemment $P_1 + P_2 \exp(\tau/P_3) \cos(P_4\tau)$, on trouve pour le paramètre ajustable $P_3 = 2.0$ ms. Ce processus ne semble donc pas pouvoir expliquer à lui seul le phénomène de relaxation observé.

De même la présence d'inhomogénéités dans la distribution en intensité des faisceaux Raman peut conduire à une relaxation. Lorsque l'on considère suivant une dimension une inhomogénéité de forme sinusoïdale de période 40 μm et d'amplitude 5% (respectivement 10%) (par rapport à l'intensité maximale), identique sur chaque faisceaux, on obtient en procédant de la même manière que plus haut, des oscillations de Rabi fortement amorties caractérisées par le paramètre $P_3 = 1300 \mu\text{s}$ (respectivement $P_3 = 750 \mu\text{s}$). Expérimentalement, nous avons observé par ailleurs des inhomogénéités sur chaque faisceau d'amplitude comprise entre 5 et 10%. Ces inhomogénéités peuvent être induites par exemple par de la diffraction de Fresnel des faisceaux sur les bords du cube séparateur de polarisation.

Nous pensons donc que les deux effets que nous venons de considérer sont prédominants dans le processus de relaxation observé.

Nous pouvons conclure, sur cette partie, en soulignant que l'amortissement observé sur les oscillations de Rabi n'est pas du tout limitant pour les expériences que l'on désire réaliser sur la spécularité du miroir.

Il a en effet d'une part peu de conséquences sur l'efficacité de transition (l'efficacité d'une impulsion π expérimentale est de l'ordre de 87% sur la figure 4.7).

Nous allons voir d'autre part que les profils d'excitation obtenus expérimentalement dans le cas des impulsions Blackman π ont la forme attendue théoriquement aussi bien dans la configuration copropageante que dans la configuration contrapropageante.

4.3.3 Paramètres à choisir pour des impulsions π de différentes durées

Les résultats précédents ont permis de connaître le facteur de correction qui existe entre la pulsation de Rabi effective calculée et la pulsation de Rabi expérimentale. Il est intéressant maintenant de déterminer différentes séries de paramètres expérimentaux permettant de réaliser une impulsion Raman π pour différentes durées d'impulsion (et ainsi dans la configuration contrapropageante pour différentes sélections en vitesse).

Pour travailler avec des impulsions de durée inférieure à 200 μs , on garde l'intensité $I_a = 10I_{\text{sat}}$ maximale. L'intensité I_b et le désaccord Δ sont ensuite calculés de manière univoque en utilisant les (4.4) et (4.5) et en utilisant le facteur de correction évoqué ci-dessus. Pour travailler avec des

impulsions de plus longues durées ($> 200 \mu\text{s}$) et éviter de mettre un désaccord Δ trop proche de 3 GHz (le faisceau d'intensité I_b serait alors résonnant avec les atomes du niveau $F = 2$ et induirait de l'émission spontanée), on fixe le désaccord Δ à 1500 MHz et on baisse la puissance de chaque faisceau Raman simultanément (en faisant en sorte que la condition (3) sur l'égalité des déplacements lumineux soit toujours vérifiée).

Le tableau suivant donne les paramètres calculés (Δ , I_a et I_b) pour différentes durées d'impulsion.

τ (μs)	Δ (MHz)	I_a (I_{sat})	I_b/I_a
80	800	10	0.45
100	1000	10	0.4
120	1200	10	0.35
150	1320	10	0.3
175	1500	10	0.3
700	1500	2.5	0.3
1400	1500	1.25	0.3

TAB. 4.1: Jeux des paramètres expérimentaux à utiliser pour réaliser des impulsions Raman π de différentes durées τ .

Expérimentalement, nous avons vérifié que chaque jeu de paramètres correspond bien à une impulsion π . Pour ce faire, on a fixé les paramètres I_b , I_a et Δ et on a fait varier la durée de l'impulsion pour repérer quand l'impulsion Raman est π . Nous avons aussi fixé les paramètres Δ , τ et le rapport I_b/I_a et on a déterminé l'intensité I_a pour laquelle l'impulsion est π . On a ainsi vérifié que la pulsation de Rabi effective varie bien en $\sqrt{I_b I_a}/\Delta$, lorsque l'on varie I_b , I_a et Δ . A partir de maintenant, une impulsion Raman π sera caractérisée uniquement par sa **durée** (les autres paramètres étant donnés dans le tableau précédent ou pouvant être déduits par la méthode décrite ci-dessus).

4.3.4 Analyse du profil d'excitation

Nous allons maintenant faire varier le désaccord δ_{exp} pour des paramètres (I_b , I_a , Δ) fixés, réalisant une impulsion π à résonance. On va ainsi analyser le profil d'excitation expérimental des transitions Raman dans la configuration copropageante. Pour faire cela, on réalise la séquence CO3 et on étudie le nombre d'atomes ayant effectué une transition en fonction du désaccord δ_{exp} pour une durée d'impulsion fixée. Ce profil expérimental doit coïncider ensuite avec la distribution en vitesse sélectionnée par les transitions Raman dans la configuration contrapropageante.

L'analyse du profil d'excitation est facile à réaliser dans la configuration copropageante puisqu'une seule impulsion Raman est nécessaire et car les signaux étudiés sont assez élevés (on ne perd pas beaucoup d'atomes car les transitions ne sont pas sélectives en vitesse et on utilise la

photodiode sensible pour étudier les signaux de temps de vol). Dans la configuration contrapropagante, il est nécessaire pour étudier la distribution en vitesse des atomes sélectionnée de réaliser deux impulsions Raman (séquence DVSR) (et on utilise le photomultiplicateur pour enregistrer les temps de vol).

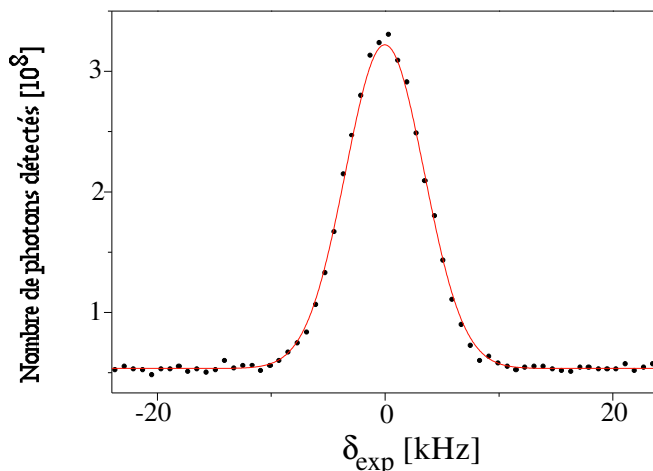


FIG. 4.9: Analyse du profil d'excitation dans la configuration copropagante : étude du nombre d'atomes ayant effectué une transition du niveau $F = 3$ vers le niveau $F = 2$ en fonction du désaccord δ_{exp} des faisceaux Raman pour une durée de l'impulsion π fixée ($\tau = 200 \mu\text{s}$). On représente le nombre de photons détectés lorsque l'on réalise la séquence CO3 en fonction de δ_{exp} . La courbe continue est une fonction gaussienne ajustant les points expérimentaux, de mi-largeur σ en $1/\sqrt{e}$ égale à $\sigma = 3.36 \pm 0.02 \text{ kHz}$.

La figure 4.9 représente le profil d'excitation obtenu expérimentalement pour une impulsion Blackman π de durée $200 \mu\text{s}$. La courbe continue est une fonction gaussienne ajustant les points expérimentaux de mi-largeur σ en $1/\sqrt{e}$ égale à $\sigma = 3.36 \pm 0.02 \text{ kHz}$. On vérifie ici qu'une impulsion Blackman donne lieu à un profil d'excitation sans maxima secondaires sur lequel on peut bien ajuster une fonction gaussienne (comme on l'avait prédit théoriquement dans le chapitre 2).

Pour vérifier si la largeur du profil est identique à celle calculée expérimentalement, nous avons analysé plusieurs profils d'excitation associés à des impulsions Raman π de différentes durées. On ajuste chaque profil d'excitation expérimental par une fonction gaussienne d'équation $\exp(-x^2/(2\sigma^2))$, ce qui permet de déterminer la largeur σ de chaque profil. On a tracé sur la figure 4.10 la largeur σ en kHz en fonction de l'inverse de la durée de l'impulsion π effectuée en μs^{-1} . La courbe obtenue a été ajustée par une droite passant par l'origine et de pente 648 ± 8 . D'après l'équation (2.25), la pente attendue théoriquement est de 643. Cette valeur théorique est en bon accord avec la valeur obtenue expérimentalement à moins de 2% près.

On peut convertir la largeur en fréquence de la transition Raman en une largeur de la sélection en vitesse que l'on obtiendrait avec des faisceaux contrapropageants. D'après la condition de résonance (2.17) $\delta = 2k(v + v_{\text{rec}})$, la largeur de la sélection en vitesse que l'on peut réaliser en unité de v_{rec} est donnée par $\sigma(v_{\text{rec}}) = 2\pi \frac{\sigma(\text{kHz})}{2kv_{\text{rec}}}$, où $2kv_{\text{rec}} = 2\pi \times 15.4 \text{ kHz}$. Sur la figure 4.10, la conversion a été faite sur l'axe des ordonnées à droite. Il est donc *a priori* possible de réaliser des sélections en vitesse de largeur inférieure⁶ à $v_{\text{rec}}/10$.

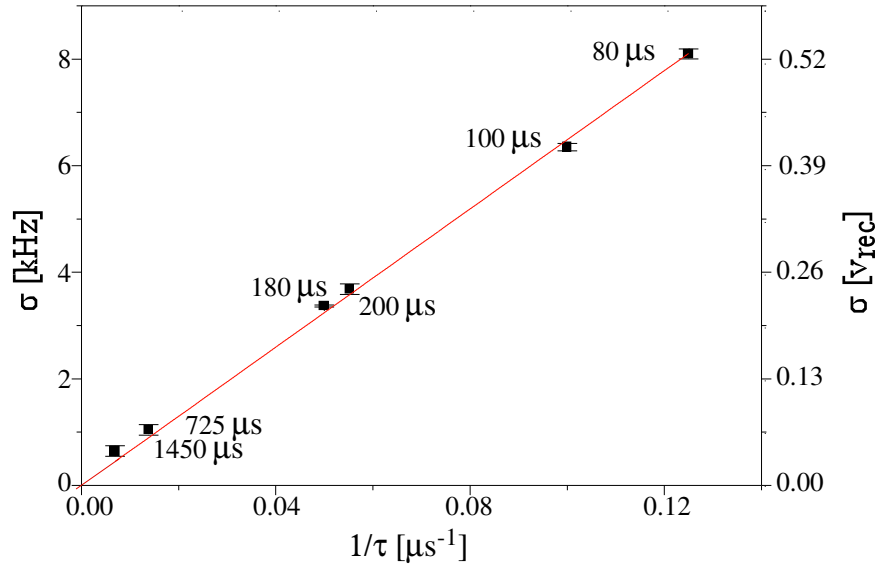


FIG. 4.10: Largeur du profil d'excitation obtenu dans la configuration copropageante en fonction de l'inverse de la durée de l'impulsion π . Les largeurs ont été calculées en ajustant chaque profil d'excitation expérimental par une fonction gaussienne d'équation $\exp(-x^2/(2\sigma^2))$. En ordonnée, on trace ici le paramètre σ . On ajuste la courbe finale obtenue par une droite d'ordonnée à l'origine nulle et de pente 648 ± 8 . La correspondance pour la sélection en vitesse est indiquée sur l'échelle de droite en unité de la vitesse de recul $v_{\text{rec}} = \hbar k/M$.

Remarques

- Lorsque les déplacements lumineux des niveaux fondamentaux ne sont pas égaux, on vérifie expérimentalement que la largeur des profils d'excitation peut augmenter (comme prévu théoriquement dans la partie 2.1.4). A titre indicatif, la largeur de ces profils pour une durée d'impulsion de $100 \mu\text{s}$ sont pour les situations correspondantes aux figures 4.7 et 4.8(a) et 4.8(b) respectivement : $\sigma = 5.9 \text{ kHz}$, $\sigma = 6.5 \text{ kHz}$ et $\sigma = 7.4 \text{ kHz}$. Les largeurs peuvent varier de 25%. L'effet des déplacements lumineux sur la largeur du profil d'excitation n'est donc pas dramatique.

⁶On voit ici que le phénomène de relaxation observée sur les oscillations de Rabi ne nous empêche pas de réaliser des sélections en vitesse aussi fines que prévues par la théorie pour des impulsions π de longue durée.

• Toutes les études précédentes ont été menées en utilisant la première impulsion Raman (R1) dans les séquences (celle située 8 ms après la coupure des faisceaux pièges sur la figure 3.16). En réalité deux autres impulsions Raman placées à des positions temporelles différentes sont prévues dans les séquences. L'impulsion Raman (R2), prévue en chute pour étudier la distribution en vitesse des atomes après la première sélection, est située 22 ms après la coupure du piège. L'impulsion Raman (R3) est située 120 ms après la coupure du piège pour étudier la rugosité du miroir. Nous avons vérifié expérimentalement que toutes ces impulsions réalisent des transitions Raman comparables dans la configuration copropageante. Pour une durée d'impulsion de 200 μ s, les largeurs σ des profils d'excitation réalisés par les impulsions R1,R2 et R3 sont respectivement 3.47(\pm 0.03) kHz, 3.58(\pm 0.06) kHz et 3.8(\pm 0.1) kHz. Les différentes largeurs sont donc identiques à 10% près. Les efficacités des transitions varient environ de 20% pour les différentes impulsions. On peut comprendre les différences observées en invoquant le fait que le nuage atomique lors de son interaction avec les faisceaux Raman n'a pas la même taille et n'est pas à la même position par rapport aux faisceaux Raman dont la position est fixée pour les différentes impulsions. Les atomes ne voient donc pas toujours la même pulsation de Rabi effective moyenne à chaque impulsion. Si la première impulsion Raman R1 est de type π , on peut calculer en connaissant l'intervalle de temps entre les deux premières impulsions Raman (14 ms) que le centre du nuage atomique se déplace de 2 mm vers le bas et en tenant compte de l'étalement du nuage, on peut évaluer que la pulsation de Rabi effective moyenne diminue de 20% entre l'impulsion R1 et l'impulsion R2. On peut alors calculer numériquement⁷ (en utilisant les équations (2.12) et (2.13)) pour une impulsion Raman Blackman, que lorsque la pulsation de Rabi diminue de 20% par rapport au cas de l'impulsion π , la largeur σ du profil d'excitation augmente de 3%. C'est de l'ordre de grandeur de ce que l'on observe expérimentalement. Il est difficile d'évaluer précisément l'élargissement attendu pour la troisième impulsion Raman. Cette troisième impulsion a lieu effectivement d'une part après le rebond et on ne connaît pas expérimentalement précisément l'angle d'inclinaison du miroir par rapport au plan horizontal⁸. Il est donc difficile de calculer la position du nuage atomique par rapport aux faisceaux Raman pendant l'impulsion R3. La troisième impulsion a lieu d'autre part 120 ms après la coupure du piège. Si les atomes ont une vitesse initiale non nulle juste après la coupure du piège dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation des faisceaux, ils ont le temps de se déplacer sur une distance non négligeable par rapport au centre des faisceaux avant la troisième impulsion (s'ils ont au début une vitesse de l'ordre de la vitesse de recul, ils peuvent se déplacer de 0.7 mm).

⁷Pour comprendre que le profil d'excitation devient un peu plus large pour une durée d'impulsion fixée lorsque l'on diminue la pulsation de Rabi effective, on peut raisonner sur le profil d'excitation associé à une impulsion Raman carrée donnée par l'équation 2.26. On voit sur cette équation que si on diminue $\bar{\Omega}$, le premier zéro du profil est décalé vers un désaccord δ plus élevé.

⁸On va voir un peu plus loin que l'on a accès expérimentalement à l'angle d'inclinaison du miroir dans le plan vertical contenant les faisceaux Raman.

4.4 Etude de la sélection en vitesse dans la configuration contrapropageante

Les études qui suivent dans ce chapitre sont réalisées dans la configuration contrapropageante. Les transitions Raman sont donc **sélectives en vitesse**. Dans un premier temps, il est nécessaire de vérifier si la sélection en vitesse est bien effectuée et si la largeur de la sélection est compatible avec ce qui avait été prévu dans la configuration copropageante en étudiant les profils d'excitation. Pour ce faire, on étudie la distribution en vitesse des atomes après la sélection en vitesse effectuée par la première impulsion. En faisant cette étude, on va aussi pouvoir déterminer la fonction de résolution de notre dispositif. Pour étudier la distribution en vitesse des atomes après la sélection, il faut réaliser la séquence DVS présentée sur la figure 3.19 et dans la partie 2.3.3. Au cours de cette séquence, on réalise deux impulsions Raman. La première effectue la sélection en vitesse et est réalisée avec un désaccord δ_{exp} fixé. La deuxième impulsion permet d'analyser la distribution en vitesse résultante. On étudie le nombre d'atomes ayant effectué les deux transitions en fonction du désaccord δ_{exp} de la deuxième impulsion. Une courbe typique obtenue est présentée sur la figure 4.11 pour une impulsion de durée $150 \mu\text{s}$. Cette courbe est interprétée comme la convolution du profil d'excitation par lui-même puisque l'on effectue deux impulsions Raman (dont la première a un désaccord δ_{exp} fixé).

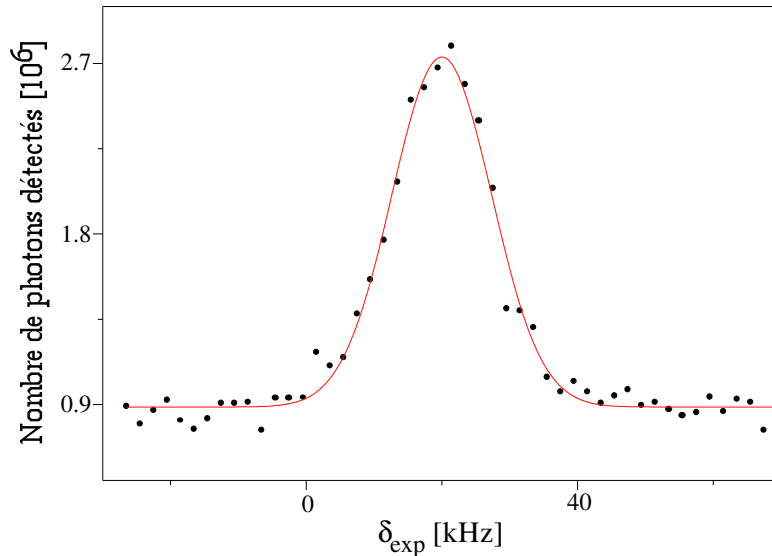


FIG. 4.11: Analyse de la distribution en vitesse des atomes après la sélection en vitesse. La figure représente le nombre de photons détectés en fonction du désaccord δ_{exp} de la deuxième impulsion Raman au cours de la séquence DVS pour une durée des impulsions fixée et égale à $150 \mu\text{s}$. La courbe continue est une fonction gaussienne ajustant la courbe expérimentale. Cette fonction a une largeur en $1/\sqrt{e}$ égale à $\sigma_{\text{res}} = 7.2 \pm 0.3 \text{ kHz}$, ce qui correspond à une sélection en vitesse $\sigma_S = 0.33 \pm 0.01 v_{\text{rec}}$.

Pour analyser précisément la sélection effectuée par la première impulsion, les courbes expérimentales sont approchées par des fonctions gaussiennes d'équation $\exp(-x^2/(2\sigma_{\text{res}}^2))$. On divise ensuite les mi-largeurs σ_{res} de ces fonctions à $1/\sqrt{e}$ par $\sqrt{2}$ pour tenir compte de la convolution évoquée ci-dessus et pour obtenir directement la largeur de la sélection en vitesse réalisée par la première impulsion.

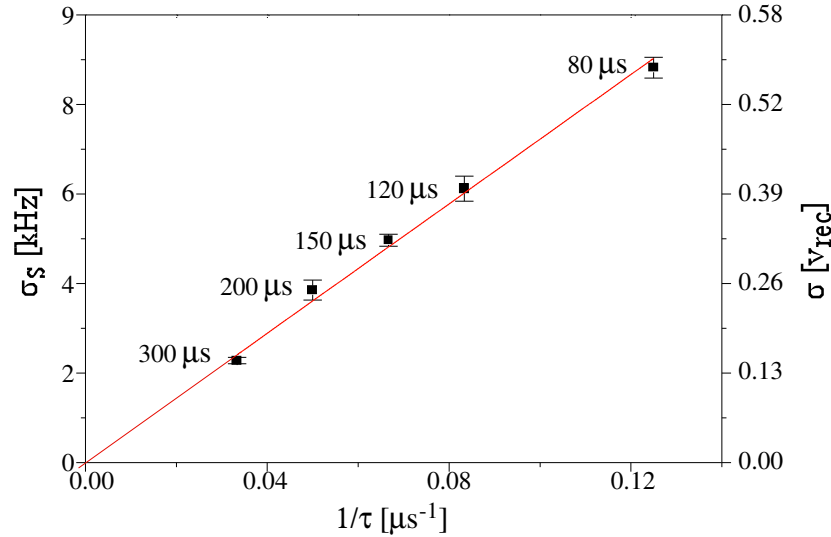


FIG. 4.12: Largeur σ_S de la sélection en vitesse réalisée par la première impulsion Raman en fonction de l'inverse de la durée de l'impulsion. Cette largeur est calculée en analysant les courbes de distributions en vitesse après la sélection obtenues lors de la séquence DVS. La largeur des profils observés a été divisé par $\sqrt{2}$ pour tenir compte de la convolution du profil d'excitation par lui même. La droite passant par l'origine et ajustant les résultats expérimentaux a une pente de 722 ± 11 .

La figure 4.12 présente l'évolution de la largeur $\sigma_S = \sigma_{\text{res}}/\sqrt{2}$ (en kHz) en fonction de l'inverse de la durée des impulsions. La droite passant par l'origine et ajustant les résultats obtenus a une pente de 722 ± 11 . Cette valeur est supérieure de 11% à la pente obtenue lors de l'étude de la largeur du profil d'excitation dans la configuration copropageante (il existe une incertitude de l'ordre de 2% sur la valeur expérimentale de la pente). Dans la configuration contrapropageante, les sélections en vitesse réalisées par les impulsions Raman sont donc légèrement moins fines que ce que laissait prévoir les expériences dans la configuration copropageante. Nous ne comprenons pas exactement l'origine de cette faible différence. On utilise lors de la séquence DVSR deux impulsions Raman (R1 et R2). Nous avons vu dans la configuration copropageante que les largeurs des profils d'excitations associés sont différentes de 3%. Cette différence peut conduire à une différence de 1.5% entre la largeur du profil d'excitation mesurée dans la configuration copropageante et la largeur de la sélection en vitesse mesurée dans la configuration contrapropageante. Enfin,

nous avons vu dans la partie 2.1.5 que si les faisceaux Raman ont des fronts d'onde courbés, les sélections en vitesse peuvent être un peu élargies dans la configuration contrapropageante (de l'ordre de 2%).

Enfin on a vérifié que la courbe obtenue sur la figure 4.11 pour différentes durées d'impulsion a une hauteur qui est inversement proportionnelle à la durée des impulsions. En changeant les points de fonctionnement, l'efficacité intrinsèque des transitions est donc restée constante : le nombre d'atomes détectés ne dépend que de la sélection en vitesse réalisée. On vérifie ici que les différents points de fonctionnement choisis correspondent à des impulsions π dans la configuration contrapropageante.

4.5 Analyse de la distribution en vitesse des atomes après le piège et après le rebond

Les résultats de la partie précédente ont permis d'avoir accès au profil d'excitation des impulsions Raman dans la configuration contrapropageante. La fonction de résolution du système étant maintenant bien caractérisée, il est possible d'étudier n'importe quelle distribution en vitesse atomique dans la direction des faisceaux Raman. Nous caractériserons toutes les distributions en vitesse par leur demi-largeur en $1/\sqrt{e}$ notées σ_v . Par abus de langage, cette grandeur sera souvent simplement appelée *largeur*.

Nous allons étudier dans cette partie la distribution en vitesse des atomes issus du piège et celle des atomes après le rebond (sans sélection en vitesse). Ces premières études nous permettent de voir si notre méthode d'analyse de distribution en vitesse est bien au point et fiable. L'analyse de la distribution en vitesse des atomes après rebond est d'autre part importante pour connaître la sélection en vitesse que réalise le miroir. Il est en effet ensuite important de sélectionner la bonne classe de vitesse pouvant rebondir sur le miroir pour l'étude de la spécularité de ce dernier.

4.5.1 Analyse de la distribution en vitesse après le piège

Pour étudier la distribution en vitesse des atomes issus du piège, il faut réaliser expérimentalement les séquences DVP2 ou DVP3 décrites sur la figure 3.17 et étudier le nombre d'atomes effectuant une transition Raman en fonction du désaccord δ_{exp} pour une durée de l'impulsion fixée. La courbe expérimentale obtenue pour une durée de l'impulsion de 100 μs est présentée sur la figure 4.13. La courbe continue est une fonction gaussienne d'équation $\exp(-x^2/(2\sigma_{\text{mes}}^2))$ ajustée sur la courbe expérimentale. Pour avoir accès à la largeur de la distribution en vitesse réelle, il faut tenir compte de la convolution de cette dernière par le profil d'excitation. Toutes les courbes qui interviennent ici étant des fonctions gaussiennes, la largeur σ_v de la distribution en vitesse est donnée en unité de v_{rec} par la formule suivante :

$$\sigma_v = \frac{\sqrt{\sigma_{\text{mes}}^2 - \sigma_{\text{S}}^2}}{2kv_{\text{rec}}/(2\pi)}, \quad (4.7)$$

où σ_{S} est la largeur du profil d'excitation. Pour la courbe de la figure 4.13, on trouve $\sigma_{\text{mes}} = 108 \pm 5$ kHz et $\sigma_{\text{S}} = 8.3 \pm 0.1$ kHz, ce qui donne pour la distribution en vitesse : $\sigma_v = 7.0 \pm 0.4 v_{\text{rec}}$. Cette dernière valeur est compatible avec la largeur de la distribution en vitesse dans la direction verticale calculée lorsque l'on étudie les signaux de temps de vol en chute. On vérifie ici que la distribution en vitesse des atomes est isotrope.

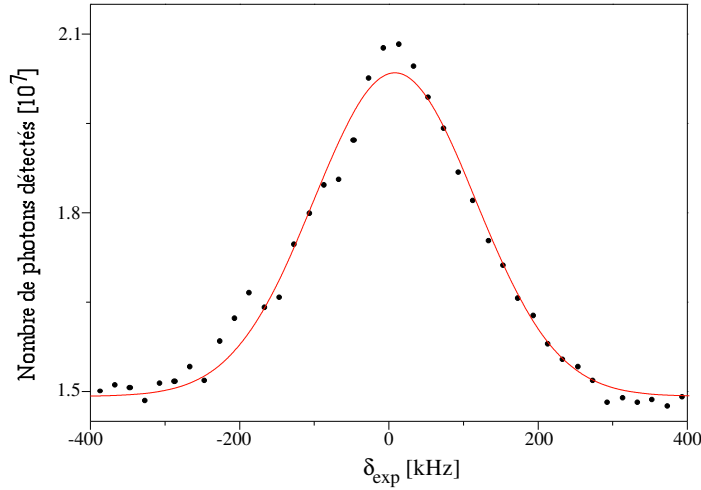


FIG. 4.13: *Analyse de la distribution en vitesse des atomes issus du piège. Cette figure représente le nombre de photons détectés en fonction du désaccord δ_{exp} de l'impulsion Raman au cours de la séquence DVP3. La durée de l'impulsion Raman est de $100 \mu\text{s}$. La courbe continue est une fonction gaussienne ajustant les résultats expérimentaux de largeur en $1/\sqrt{e}$ égale à $108 \pm 5 \text{ kHz}$. On en déduit pour la largeur en $1/\sqrt{e}$ de la distribution en vitesse : $\sigma_v = 7.0 \pm 0.4 v_{\text{rec}}$.*

4.5.2 Analyse de la distribution en vitesse après le rebond

Pour analyser la distribution en vitesse des atomes après le rebond dans la direction des faisceaux Raman, il suffit de réaliser la séquence DVR présentée sur la figure 3.18. On étudie alors le nombre d'atomes ayant effectué une transition du niveau $F = 3$ vers le niveau $F = 2$ après le rebond en fonction du désaccord δ_{exp} des faisceaux Raman pour une durée de l'impulsion donnée.

La figure 4.14 présente la courbe expérimentale obtenue pour une durée de l'impulsion Raman de $80 \mu\text{s}$, un désaccord de l'onde évanescente $\Delta_{\text{T};\text{Sa}} = 1.7 \text{ GHz}$ et un faisceau incident sur le prisme d'intensité au centre 440 W.cm^{-2} . Comme pour l'étude de la distribution en vitesse des atomes issus du piège, la courbe continue est la fonction gaussienne ajustant la courbe expérimentale ($\sigma_{\text{mes}} = 47 \pm 2 \text{ kHz}$). En appliquant l'équation (4.7), on trouve ici pour la distribution en vitesse des atomes après le rebond $\sigma_v = 3.0 \pm 0.2 v_{\text{rec}}$ ($\sigma_S = 9.8 \pm 0.1 \text{ kHz}$). Cette valeur est compatible avec ce qui est estimé théoriquement ($\sigma_v = 2.7 v_{\text{rec}}$) à 10% près (voir le chapitre 2 partie 2.4.2 pour le principe du calcul de la surface effective). Rappelons que cette surface effective dépend du désaccord $\Delta_{\text{T};\text{Sa}}$ de l'onde évanescente : plus le désaccord est petit, plus la surface effective du miroir augmente.

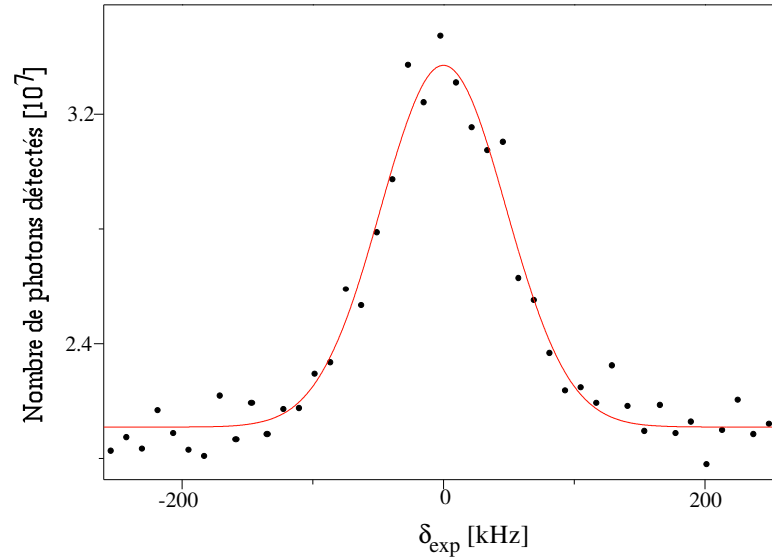


FIG. 4.14: Analyse de la distribution en vitesse des atomes ayant rebondi sur le miroir lumineux. La figure représente le nombre de photons détectés en fonction du désaccord δ_{exp} de l'impulsion Raman au cours de la séquence DVR. La durée de l'impulsion Raman est de $80 \mu\text{s}$. La courbe continue est une fonction gaussienne ajustant les résultats expérimentaux, de largeur en $1/\sqrt{e}$ égale à 47.5 ± 2 kHz. On en déduit pour la largeur en $1/\sqrt{e}$ de la distribution en vitesse : $\sigma_v = 3.0 \pm 0.2 v_{\text{rec}}$. Le désaccord de l'onde évanescente est $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 1.7$ GHz et le faisceau incident sur le prisme a une intensité lumineuse au centre égale à 440 W.cm^{-2} .

4.6 Etude de la spécularité du miroir

Pour caractériser la spécularité du miroir atomique, on effectue les séquences expérimentales DVS et DVSR. Ces séquences sont toujours réalisées en parallèle. La séquence DVS permet de vérifier que la sélection en vitesse réalisée par la première impulsion Raman est effectuée correctement. Cette séquence donne accès à la fonction de résolution de l'expérience. Avec la deuxième séquence, on étudie la distribution en vitesse des atomes après la sélection et le rebond.

Pendant la séquence DVSR, l'onde évanescente est utilisée pour à la fois faire rebondir les atomes dans le niveau $F = 3$ et à la fois faire disparaître ceux dans l'état $F = 2$. Le champ magnétique tourne et sa rotation a déjà été décrite en détails dans la partie 3.3.5. Le balayage du désaccord δ_{exp} est toujours effectué de manière aléatoire pour éviter toute dérive systématique. La plupart des courbes que nous allons présenter sont des courbes moyennées trois fois.

Pour étudier la spécularité du miroir, il est intéressant d'une part de travailler avec la meilleure résolution possible c'est-à-dire avec des sélections en vitesse les plus fines possibles vis à vis du rapport signal à bruit. On peut d'autre part faire varier un paramètre important pour le rebond : le désaccord de l'onde évanescente $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$. Ce désaccord fixe le nombre d'émissions spontanées par atome au cours du rebond (voir partie 2.4.1).

4.6.1 Analyse de la distribution en vitesse après la sélection et le rebond

Dans cette partie, nous avons choisi de translater toutes les courbes de distribution en vitesse tracées en fonction du désaccord δ_{exp} autour de la fréquence nulle $\delta_{\text{exp}} = 0$. On va pouvoir ainsi comparer plus facilement les différentes courbes.

Sur la figure 4.15(a), on étudie la distribution en vitesse des atomes après la sélection et avant le rebond. Cette figure présente le nombre de photons détectés lors de la séquence DVS en fonction du désaccord δ_{exp} de la deuxième impulsion Raman pour une durée des impulsions Raman de $80 \mu\text{s}$. La courbe continue est une fonction gaussienne ajustée sur les résultats expérimentaux. Cette courbe a une mi-largeur en $1/\sqrt{e} \sigma_{\text{res}} = 13.8 \pm 0.3 \text{ kHz}$. Cette largeur fixe la résolution de nos expériences. La sélection en vitesse correspondante a une largeur de $\sigma_{\text{S}} = 0.63 \pm 0.02 v_{\text{rec}}$.

Sur la figure 4.15(b), on étudie la distribution en vitesse des atomes après la sélection et le rebond. Cette figure représente le nombre de photons détectés par le photomultiplicateur lors de la séquence DVSR. On superpose sur la courbe expérimentale une fonction gaussienne de largeur fixée $\sigma_{\text{res}} = 13.8 \text{ kHz}$ par la résolution déduite de la courbe (a) (la position et la hauteur de la gaussienne sont ajustées sur la courbe expérimentale).

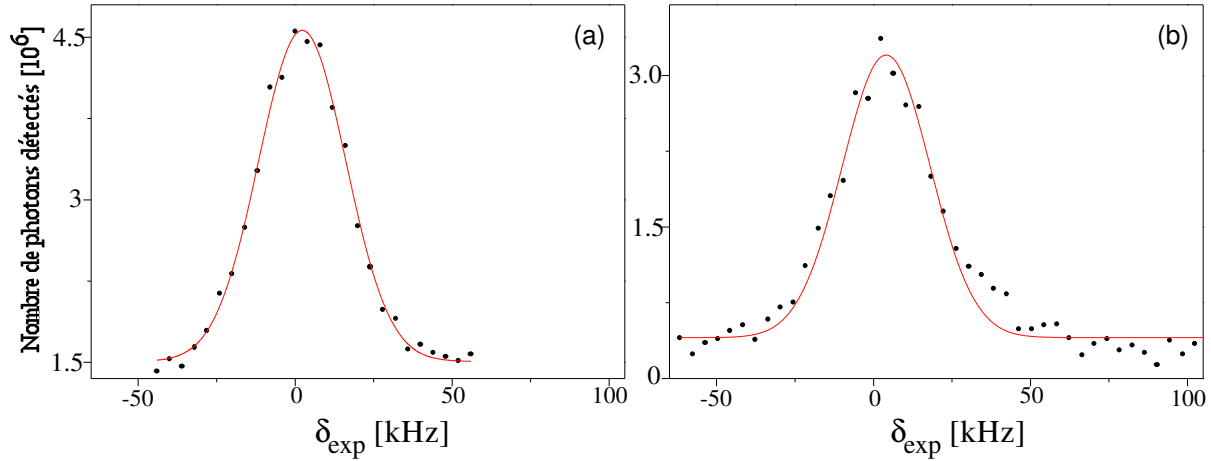


FIG. 4.15: *Etude de la distribution en vitesse après sélection (courbe (a)) et étude de la distribution en vitesse après la sélection en vitesse et le rebond (courbe (b)). La durée des impulsions Raman est fixée et égale à $80 \mu\text{s}$, l'onde évanescente est désaccordée de $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 1.6 \text{ GHz}$ et l'intensité au centre du faisceau incident sur le prisme est égale à 440 W.cm^{-2} . La figure (a) présente le nombre de photons détectés par le photomultiplicateur en fonction du désaccord δ_{exp} de la deuxième impulsion Raman lors de la séquence DVS. La courbe expérimentale de cette figure est ajustée par une fonction gaussienne de mi-largeur en $1/\sqrt{e}$ égale à $\sigma_{\text{res}} = 13.8 \pm 0.3 \text{ kHz}$. La figure (b) représente le nombre de photons détectés en fonction du désaccord δ_{exp} de la deuxième impulsion au cours de la séquence DVSR. On superpose sur la courbe expérimentale une fonction gaussienne de largeur fixée par la résolution (σ_{res}).*

Les courbes précédentes nous indiquent que le rebond semble spéculaire avec la résolution de ces expériences.

Pour effectuer une étude plus fine de la spécularité, nous allons maintenant augmenter la résolution des expériences en réalisant une sélection en vitesse plus sévère sur les atomes avant le rebond.

Les courbes de la figure 4.16 représentent les mêmes courbes expérimentales que celles de la figure 4.15, mais cette fois la durée des impulsions Raman est égale à $150 \mu\text{s}$. La largeur de la sélection en vitesse correspondante est de $\sigma_S = 0.35 v_{\text{rec}}$. Nous voyons apparaître sur la courbe (b) une double structure dans la distribution en vitesse des atomes après le rebond. La distribution en vitesse semble constituée d'une part d'un pic dont la largeur en fréquence semble égale à la largeur de la distribution en vitesse après sélection en chute dans la limite de la résolution de notre expérience. Ce pic semble donc compatible avec une réflexion spéculaire. La distribution en vitesse semble présenter d'autre part un fond plus large (plutôt à droite de la première structure). Nous allons voir que la deuxième structure est moins importante lorsque l'on augmente le désaccord de l'onde évanescente $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$.

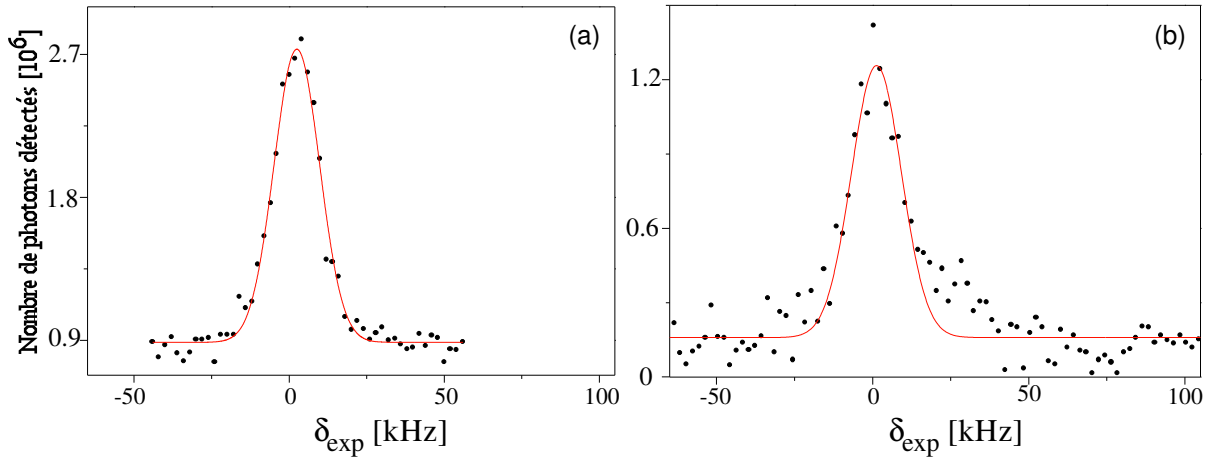


FIG. 4.16: *Etude de la distribution en vitesse après sélection (courbe (a)) et étude de la distribution en vitesse après la sélection en vitesse et le rebond (courbe (b)). La durée des impulsions Raman est fixée et égale à $150 \mu\text{s}$, l'onde évanescente est désaccordée de $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 1.6 \text{ GHz}$ et l'intensité au centre du faisceau incident sur le prisme est égale à 440 W.cm^{-2} . La figure (a) présente le nombre de photons détectés par le photomultiplicateur en fonction du désaccord δ_{exp} de la deuxième impulsion Raman lors de la séquence DVS. La courbe expérimentale de cette figure est ajustée par une fonction gaussienne de mi-largeur en $1/e^{1/2}$ égale à $\sigma_{\text{res}} = 7.3 \pm 0.2 \text{ kHz}$. La figure (b) représente le nombre de photons détectés en fonction du désaccord δ_{exp} de la deuxième impulsion au cours de la séquence DVSR. On superpose sur la courbe expérimentale une fonction gaussienne de largeur fixée par la résolution (σ_{res}).*

Toutes les courbes précédentes ont été acquises en prenant un désaccord de l'onde évanescente égal à $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 1.6 \text{ GHz}$. Les courbes de la figure 4.17 représentent les mêmes courbes expérimentales que celles de la figure 4.16, mais le désaccord de l'onde évanescente est égal pour cette figure à $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 2.4 \text{ GHz}$. Nous constatons sur cette figure que le fond plus large sur la distribution en vitesse a diminué. Nous avons vu que, pour que les atomes du niveau $F = 2$ soient aspirés par l'onde évanescente pendant la séquence DVSR, un désaccord $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$ beaucoup plus grand ne peut pas être utilisé. De plus la surface effective du miroir pour les atomes du niveau $F = 3$ diminuerait et le signal également. Pour l'étude de la spécularité du miroir atomique, nous ne pouvons donc pas choisir un désaccord $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$ plus élevé. Pour cette étude, nous allons donc utiliser les courbes de la figure 4.17 en ignorant la structure de droite qui peut être éliminée en principe en augmentant le désaccord de l'onde évanescente. (Nous présenterons à la fin de ce chapitre d'autres courbes expérimentales pour d'autres désaccords $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$ qui montrent que plus le désaccord $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$ est élevé, plus la structure de droite sur la distribution en vitesse est petite.) Nous allons maintenant étudier plus quantitativement les propriétés du pic de la distribution en vitesse qui semble cohérent avec une réflexion spéculaire.

On va d'abord s'intéresser à la position du pic en fréquence et plus exactement à l'évolution de sa

position lorsque l'on change la classe de vitesse sélectionnée avant le rebond. On va ainsi étudier l'évolution de la vitesse réfléchiée en fonction de la vitesse incidente des atomes.

Nous allons ensuite étudier précisément la largeur du pic pour déterminer une limite supérieure de la rugosité pour le miroir à onde évanescente étudié.

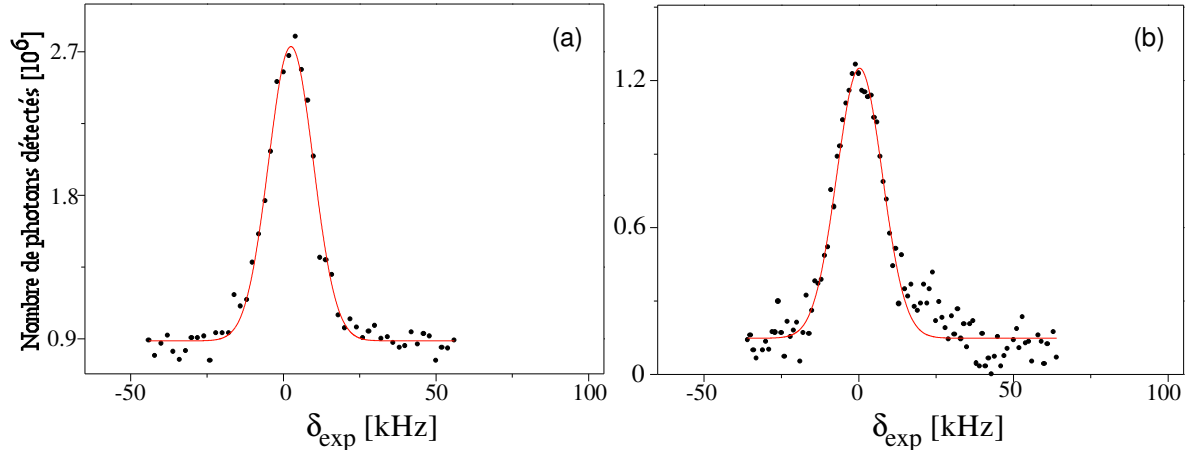


FIG. 4.17: *Etude de la distribution en vitesse après sélection (courbe (a)) et étude de la distribution en vitesse après la sélection en vitesse et le rebond (courbe (b)). La durée des impulsions Raman est fixée et égale à $150 \mu\text{s}$, l'onde évanescente est désaccordée de $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 2.4 \text{ GHz}$ et l'intensité au centre du faisceau incident sur le prisme est égale à 440 W.cm^{-2} . La figure (a) présente le nombre de photons détectés par le photomultiplicateur en fonction du désaccord δ_{exp} de la deuxième impulsion Raman lors de la séquence DVS. La courbe expérimentale de cette figure est ajustée par une fonction gaussienne de mi-largeur en $1/e^{1/2}$ égale à $\sigma_{\text{res}} = 7.3 \pm 0.2 \text{ kHz}$. La figure (b) représente le nombre de photons détectés en fonction du désaccord δ_{exp} de la deuxième impulsion au cours de la séquence DVSR. On superpose sur la courbe expérimentale une fonction gaussienne de largeur fixée par la résolution (σ_{res}).*

4.6.2 Etude de la vitesse centrale réfléchiée en fonction de la vitesse centrale incidente

Nous avons représenté sur la figure 4.18 sur la même échelle en abscisse, les courbes obtenues en réalisant la séquence DVS (points carrés et noirs) et la séquence DVSR (points circulaires gris) pour un même désaccord $\delta_{\text{exp}}^s = 17.5 \text{ kHz}$ de la première impulsion Raman (sur ces courbes, nous n'avons pas effectué la translation en fréquence vers la fréquence nulle comme auparavant). Les courbes ont été réajustées en hauteur de manière à ce qu'elles aient des hauteurs comparables.

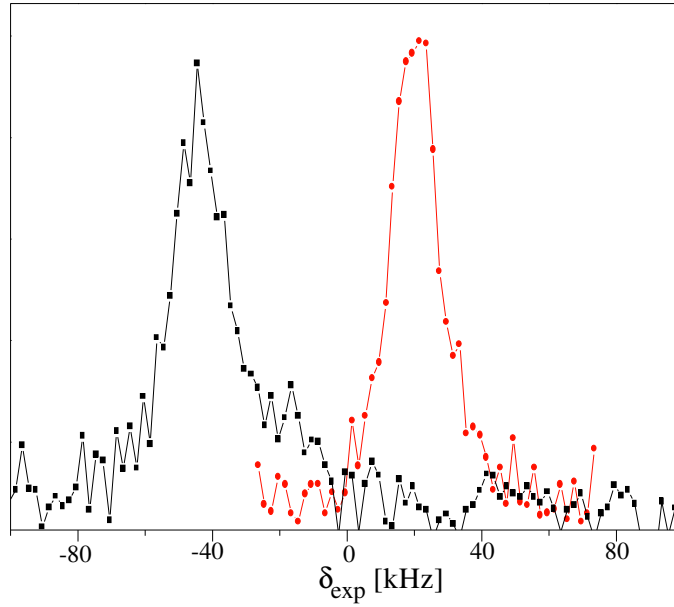


FIG. 4.18: Etude de la position en fréquence de la distribution en vitesse des atomes après la sélection et de la distribution en vitesse des atomes après la sélection et le rebond. Les points circulaires ont été obtenus en réalisant la séquence DVS, les points carrés en réalisant la séquence DVSR. Désaccord de l'onde évanescente : $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 1.6$ GHz. Durée des impulsions Raman : $\tau = 150$ μs . Désaccord Raman de la première impulsion : $\delta_{\text{exp}}^{\text{s}} = 17.5$ kHz. Les atomes arrivent sur le prisme avec une projection de vitesse dans la direction des faisceaux Raman égale à $v_{\text{c}} = 2.1 v_{\text{rec}}$.

Si les faisceaux Raman et le prisme sont horizontaux, on s'attend à ce que les deux distributions soient positionnées au même endroit en fréquence. Considérons en effet les deux conditions de résonance Raman sur le désaccord δ_{exp} pour les deux impulsions Raman dans la séquence DVSR. La condition de résonance associée à la première impulsion Raman s'écrit $\delta_{\text{exp}}^{\text{s}} = 2k(v_{\text{s}} + v_{\text{rec}})$, puisque les atomes effectuent une transition du niveau hyperfin $F = 2$ vers le niveau hyperfin $F = 3$ (voir la condition de résonance 3.4). Dans l'équation précédente, v_{s} représente la projection de la vitesse centrale sélectionnée par la première impulsion dans la direction du vecteur \mathbf{u} (voir partie 3.3.4.2). Après la première impulsion Raman, la vitesse centrale des atomes qui chutent est donc égale à (en tenant compte du fait que les atomes acquièrent deux vitesses de recul dans le sens du vecteur \mathbf{u} pendant la transition) :

$$v_{\text{c}} = v_{\text{s}} + 2v_{\text{rec}} = \delta_{\text{exp}}^{\text{s}}/(2k) + v_{\text{rec}}. \quad (4.8)$$

La condition de résonance associée à la deuxième impulsion Raman s'écrit $\delta_{\text{exp}}^{\text{a}} = 2k(v_{\text{a}} - v_{\text{rec}})$, puisque les atomes effectuent une transition du niveau $F = 3$ vers le niveau $F = 2$. Si le désaccord $\delta_{\text{exp}}^{\text{a}}$ correspond au centre de la courbe obtenue en réalisant la séquence DVSR, la vitesse v_{a} représente la projection de vitesse centrale après le rebond et est égale à :

$$v_{\text{a}} = \delta_{\text{exp}}^{\text{a}}/(2k) + v_{\text{rec}}. \quad (4.9)$$

On constate donc ici que si la vitesse v_c n'est pas modifiée au cours du rebond, on doit avoir $v_c = v_a$ et donc l'égalité suivante pour les désaccord Raman $\delta_{\text{exp}}^a = \delta_{\text{exp}}^s$.

On peut faire le même genre de raisonnement en considérant la séquence DVS. La vitesse v de l'atome n'étant pas modifiée pendant la durée séparant les deux impulsions Raman (il n'y a pas de rebond), on doit aussi avoir $\delta_{\text{exp}}^a = \delta_{\text{exp}}^s$.

Sur la figure 4.18, on constate que l'égalité $\delta_{\text{exp}}^a = \delta_{\text{exp}}^s$ semble être vérifiée pour la séquence DVS ($\delta_{\text{exp}}^a = 17.5$ kHz). L'égalité $\delta_{\text{exp}}^a = \delta_{\text{exp}}^s$ n'est pas par contre vérifiée pour la courbe obtenue en réalisant la séquence DVSR.

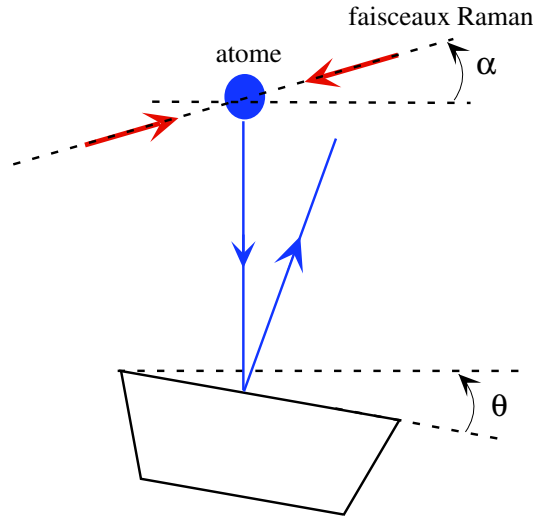


FIG. 4.19: Direction relative des faisceaux Raman et de la face supérieure du prisme par rapport à l'axe horizontale : notation utilisée.

Pour interpréter cette dernière observation, on peut invoquer le fait que le miroir à atome est incliné par rapport à l'axe horizontal d'un petit angle θ . Considérons aussi que les faisceaux Raman peuvent être inclinés d'un angle α par rapport à l'axe horizontal (voir figure 4.19). On peut montrer, si l'atome suit la loi de Descartes pour la réflexion (angle d'incidence = angle de réflexion), que la projection de vitesse suivant la direction des faisceaux Raman après le rebond est égale à :

$$v_a = v_c \cos(2(\theta + \alpha)) + 2v_{\text{in}} \sin(\theta) \cos(\theta + \alpha). \quad (4.10)$$

La vitesse v_{in} est la vitesse verticale des atomes incidents sur le miroir, égale à $\sqrt{2gh}$ où h est la hauteur de chute des atomes. Pour obtenir la formule (4.10) précédente, on a supposé que l'intervalle de temps entre la première impulsion Raman et le rebond est égal à l'intervalle de temps entre le rebond et la deuxième impulsion Raman. Ceci est vérifié à 4% près. On a aussi supposé que la composante de vitesse des atomes dans la direction perpendiculaire aux faisceaux Raman est négligeable devant la vitesse verticale des atomes v_{in} (ceci est justifié puisque

$v_{\text{in}} \simeq 100 v_{\text{rec}}$). Si on ne fait pas cette dernière hypothèse, il faut rajouter dans le terme de droite de l'équation 4.10, le terme $-v_{\perp} \sin 2(\alpha + \theta)$, où v_{\perp} est la composante de vitesse initiale de l'atome perpendiculaire à la direction des faisceaux Raman.

Lorsque l'on développe au premier ordre en α et θ l'équation (4.10), on obtient :

$$v_a = v_c + 2v_{\text{in}} \sin \theta. \quad (4.11)$$

En pointant le centre en fréquence du pic obtenu en réalisant la séquence DVSR (en ajustant sur le pic une fonction gaussienne), on peut calculer la vitesse centrale des atomes v_a après le rebond en utilisant l'équation (4.9). De même en connaissant le désaccord de la première impulsion Raman $\delta_{\text{exp}}^{\text{s}}$ et en utilisant l'équation (4.8), on peut calculer la vitesse centrale v_c des atomes après la sélection et avant le rebond. La courbe de la figure 4.20 représente l'évolution de la vitesse centrale v_a en fonction de la vitesse centrale v_c . On a obtenu cette courbe en réalisant la séquence DVSR pour différents désaccords $\delta_{\text{exp}}^{\text{s}}$ de la première impulsion Raman.

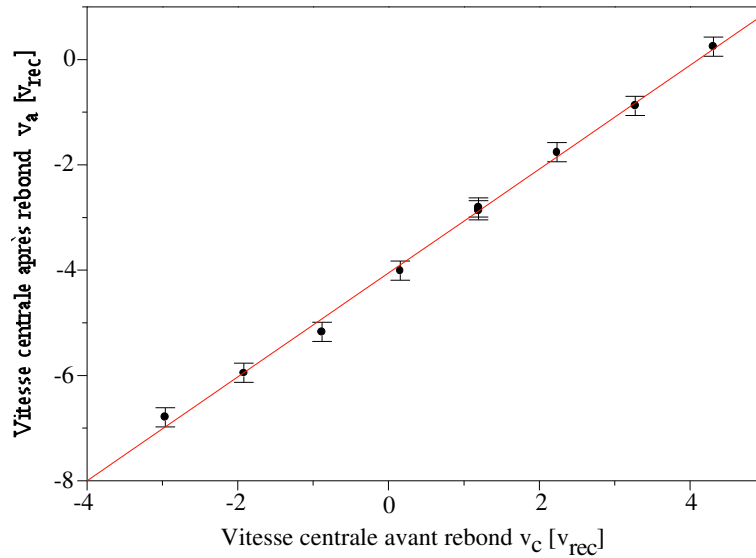


FIG. 4.20: Evolution de la vitesse centrale des atomes réfléchis v_a en fonction de la vitesse centrale des atomes avant le rebond après la sélection v_c . On étudie ici plus précisément la projection de la vitesse $\mathbf{v} \cdot \mathbf{u}$ (voir partie 3.3.4.2). Les résultats expérimentaux sont ajustés par une droite de pente 0.99 ± 0.02 et d'ordonnée à l'origine $-4.05 \pm 0.05 v_{\text{rec}}$.

Les résultats de la figure 4.20 sont ajustés par une droite de pente 0.99 ± 0.02 et d'ordonnée à l'origine $-4.05 \pm 0.05 v_{\text{rec}}$. En utilisant l'équation (4.11), on peut évaluer l'angle d'inclinaison du miroir par rapport à l'axe horizontal : $\theta = \frac{1}{2} \frac{4.05 v_{\text{rec}}}{v_{\text{in}}} = 1.10 \pm 0.08^\circ$. On vérifie *a posteriori* que cet angle est petit.

Enfin, il est possible d'évaluer l'angle d'inclinaison α entre la direction des faisceaux Raman

et l'axe horizontal (voir figure 4.19), en pointant précisément le centre de la courbe obtenue avec la séquence DVS sur la figure 4.18 : nous trouvons que le centre est située à la fréquence $\delta_{\text{exp}}^{\text{a}} = 20.2 \pm 0.2$ kHz. On constate donc ici que l'égalité $\delta_{\text{exp}}^{\text{a}} = \delta_{\text{exp}}^{\text{s}}$ n'est pas rigoureusement vérifiée. Entre les deux impulsions Raman, sous l'effet de la pesanteur, l'atome acquiert en effet une vitesse verticale $v_{\Delta t}$ de valeur $g\Delta t$, où $\Delta t = 14$ ms est l'intervalle de temps entre les deux impulsions Raman (R1 et R2). Lorsque les faisceaux Raman sont inclinés par rapport à l'axe horizontal, la composante de vitesse de l'atome dans la direction des faisceaux Raman augmente donc entre les deux impulsions d'une valeur $v_{\Delta t} \sin \alpha$. À partir de la détermination expérimentale de la différence $\delta_{\text{exp}}^{\text{a}} - \delta_{\text{exp}}^{\text{s}}$, on peut calculer la valeur de l'angle α : $\alpha = 0.45 \pm 0.5^\circ$. On vérifie ainsi que cet angle est petit et que le facteur correctif $\cos(2(\theta + \alpha))$ de l'équation (4.10) peut être remplacé par 1 à 0.15% près.

On a vérifié dans cette partie, que les atomes sélectionnés par la première impulsion Raman suivent la loi de la réflexion (angle d'incidence = angle de réflexion). Nous allons maintenant nous intéresser à la largeur de la distribution en vitesse des atomes après la sélection et le rebond pour évaluer une limite supérieure de la rugosité du miroir à onde évanescente utilisé.

4.6.3 Evaluation d'une limite supérieure de la réflexion diffuse

En comparant la largeur de la distribution en vitesse des atomes après le rebond à la largeur de la distribution en vitesse avant le rebond, il est possible de donner une estimation supérieure de la rugosité σ_θ , telle qu'on l'a définie dans la partie 1.3.3, c'est-à-dire comme la déviation angulaire rms d'une surface effective réfléchissante par rapport à une surface plane. On va utiliser l'équation (1.62) que nous rappelons ici :

$$\sigma_\theta = \frac{1}{2} \frac{v_{\text{rms}}}{v_{\text{in}}}, \quad (4.12)$$

pour calculer la rugosité σ_θ à partir de la vitesse rms v_{rms} ajoutée par le miroir sur la distribution en vitesse des atomes initiale au cours du rebond.

Lorsque l'on effectue la séquence DVS, la courbe obtenue en fonction du désaccord δ_{exp} a une mi-largeur en $1/\sqrt{e}$ égale à

$$\sigma_{\text{res}} = \sqrt{\sigma_S^2 + \sigma_S^2} = \sqrt{2\sigma_S^2}, \quad (4.13)$$

où σ_S est la largeur de la sélection en vitesse réalisée par la première impulsion Raman.

Au cours de la séquence DVSR, un miroir rugueux peut ajouter à la distribution en vitesse des atomes sélectionnés une vitesse rms $v_{\text{rms}}/v_{\text{rec}} = \sigma_{\text{rugoso}}/(2\pi \times 2kv_{\text{rec}})$. Lorsque l'on sonde les atomes après le rebond, la largeur de la distribution obtenue est alors donnée par :

$$\sigma_{\text{tot}} = \sqrt{2\sigma_S^2 + \sigma_{\text{rugoso}}^2} = \sqrt{\sigma_{\text{res}}^2 + \sigma_{\text{rugoso}}^2}. \quad (4.14)$$

En déterminant expérimentalement la largeur σ_{res} de la courbe obtenue en réalisant la séquence DVS et en déterminant de même σ_{tot} grâce à la séquence DVSR, on peut donc en déduire la rugosité σ_{rugoso} du miroir grâce à l'équation (4.14).

On va étudier les courbes obtenues expérimentalement pour une durée des impulsions Raman égale à $\tau = 150 \mu\text{s}$ et pour un désaccord $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 2.4 \text{ GHz}$ (voir figure 4.17). Lorsque l'on réalise la séquence DVS, en ajustant la courbe expérimentale par une fonction gaussienne, on peut mesurer σ_{res} (voir figures 4.16(a) ou 4.17(b)). On trouve⁹ $\sigma_{\text{res}} = 7.3 \pm 0.3 \text{ kHz}$.

Pour analyser la courbe obtenue expérimentalement en réalisant la séquence DVSR, on peut simplement ajuster cette dernière par une fonction gaussienne (voir figure 4.21). L'ajustement donne pour la largeur en $1/\sqrt{e}$ de la gaussienne $\sigma_{\text{tot}} = 7.8 \pm 0.3 \text{ kHz}$. On remarque que $\sigma_{\text{tot}} = 1.07\sigma_{\text{res}}$.

On trouve alors pour la largeur $\sigma_{\text{rugoso}} = \sqrt{\sigma_{\text{tot}}^2 - \sigma_{\text{res}}^2} = 2.7 \text{ kHz}$. On peut alors calculer la vitesse rms ajoutée par le miroir sur la distribution en vitesse des atomes au cours du rebond : $v_{\text{rms}} = 0.18 v_{\text{rec}}$. A titre de comparaison, on peut aussi exprimer la largeur σ_{res} en unité de v_{rec} : $\sigma_{\text{res}} = 0.47 \pm 0.02 v_{\text{rec}}$.

⁹Les incertitudes sur les largeurs mesurées des ajustements sont données par le logiciel Origin.

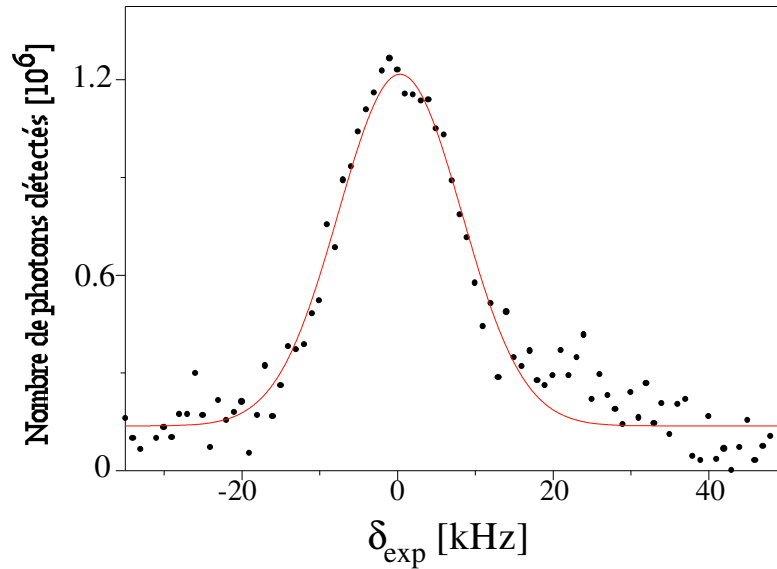


FIG. 4.21: *Etude de la distribution en vitesse des atomes après la sélection en vitesse et le rebond. On ajuste la courbe expérimentale de la figure 4.17 par une fonction gaussienne dont tous les paramètres sont variables (courbe continue). La mi-largeur en $1/\sqrt{e}$ de la fonction gaussienne est égale à $\sigma_{\text{tot}} = 7.8 \pm 0.3$ kHz.*

Nous pensons qu'en fait notre mesure ne permet pas de conclure à l'existence d'un élargissement de la distribution en vitesse des atomes au cours du rebond, pour les raisons suivantes.

- On devine un peu la présence de la structure de droite sur la distribution en vitesse après le rebond et la sélection (voir figure 4.21). Même si on ne l'a pas vraiment considérée jusqu'à maintenant, cette structure, si petite soit-elle, n'a pas été complètement éliminée et conduit à un élargissement de la courbe ajustée. Lorsque l'on fait un ajustement¹⁰ de la courbe expérimentale sur un intervalle en fréquence réduit (entre -40 kHz et 10 kHz) par une gaussienne, on trouve $\sigma_{\text{tot}} = 7.5 \pm 0.3$ kHz. Lorsque l'on fait un ajustement de la courbe expérimentale par un ensemble de deux fonctions gaussiennes, on peut trouver pour la gaussienne de gauche avec le programme Origin une mi-largeur en $1/\sqrt{e}$ de 6.5 ± 0.4 kHz ou de 7.6 ± 0.3 kHz, suivant les paramètres ajustables initiaux. On en déduit d'une part que l'on ne peut pas conclure à l'existence d'un élargissement de la distribution en vitesse. Il est très délicat d'autre part d'évaluer précisément l'incertitude sur la mesure de la largeur de la distribution en vitesse après le rebond puisque les largeurs obtenues dépendent de la procédure d'ajustement réalisé. En considérant toutefois la dispersion des différentes valeurs obtenues pour la largeur σ_{tot} , on peut en déduire que la courbe de distribution en vitesse après le rebond a une largeur σ_{tot} égale à la largeur σ_{res} de la fonction de résolution avec une incertitude de l'ordre de 0.5 kHz.

¹⁰Nous n'avons pas vraiment confiance en cette manière de procéder car lorsque l'on fait un ajustement tronqué de la courbe de distribution en vitesse avant le rebond, ceci peut aussi conduire à des largeurs plus faibles. L'ajustement par l'ensemble de deux gaussiennes nous semble être une procédure plus fiable.

- Pour les séquences DVS et DVSR, on utilise les trois impulsions temporelles Raman R1, R2 et R3 : R1 puis R2 dans la séquence DVS et R2 puis R3 dans la séquence DVSR. Dans la partie 4.3.4, nous avons remarqué que les largeurs des profils d'excitation réalisés par les différentes impulsions ne sont pas rigoureusement identiques dans la configuration copropageante. Si on suppose que les profils d'excitations ont les mêmes propriétés dans la configuration contrapropageante, on peut évaluer qu'il existe une incertitude de l'ordre de 3% (c'est-à-dire de l'ordre de grandeur de l'incertitude associée à l'ajustement) sur la largeur σ_{tot} de la distribution en vitesse expérimentale après le rebond.

Tout ceci nous conduit à affirmer que le rebond considéré sur la figure 4.21 est compatible avec une réflexion spéculaire. Nous pouvons aussi évaluer une incertitude sur la rugosité mesurée. En considérant les différentes incertitudes précédentes, nous trouvons :

$$v_{\text{rms}} = 0 \pm 0.2 v_{\text{rec}}. \quad (4.15)$$

En utilisant l'équation (4.12), on peut également exprimer cette rugosité en terme de déviation angulaire rms d'une surface effective réfléchissante par rapport à une surface plane :

$$\boxed{\sigma_{\theta} = 0 \text{ à } 1 \text{ mrad près}}. \quad (4.16)$$

Comparaison avec la rugosité d'autres miroirs :

Dans l'introduction générale, nous avons déjà présenté les différentes rugosités qui ont été mesurées pour d'autres miroirs atomiques.

- Les meilleurs miroirs magnétiques actuellement sont celui de E. Hinds réalisé à partir d'une bande magnétique vidéo ($\sigma_{\theta} = 6$ mrad) et celui du groupe¹¹ de P. Hannaford fabriqué à l'aide de structures magnétiques gravées ($\sigma_{\theta} = 8$ mrad). Nous n'allons pas parler précisément de ce dernier miroir car nous manquons d'informations précises à son sujet (et aucun résultat n'a encore été publié à notre connaissance).

Les résultats du groupe de E. Hinds ont été publiés dans la référence [2]. Le miroir qui a été fabriqué par ce groupe est concave de rayon de courbure R . Le miroir est placé à une distance $R/4$ en-dessous du piège et le nuage atomique se refocalise après le deuxième rebond. Plusieurs rebonds ont été observés par imagerie et la refocalisation du nuage atomique a été étudiée (jusqu'à 14 rebonds ont été observés). En mesurant la taille du nuage atomique au moment de la refocalisation pour tous les rebonds pairs, on a constaté que cette taille augmente au fur et à mesure que le nombre de rebonds augmente. En mesurant l'élargissement du nuage, la groupe de E. Hinds en a déduit une valeur de la rugosité. La principale cause de la diffusion d'atomes mentionnée semble être des irrégularités à grande échelle dans la magnétisation de la bande magnétique.

¹¹Communication orale de P. Hannaford à la conférence 6th Workshop on atom optics and interferometry, Cargèse.

- Le miroir lumineux du groupe de W. Ertmer semble lui aussi de très bonne qualité¹². Ce miroir est créé en modulant spatialement dans le plan horizontal très rapidement un faisceau désaccordé vers le bleu à l'aide d'un modulateur acousto-optique. Un condensat de Bose-Einstein rebondit sur le miroir et l'expansion transverse du nuage au cours du rebond est étudiée par imagerie à l'aide d'une caméra CCD. Aucune expansion transverse n'a été mesurée, ceci signifie dans la limite de résolution de l'expérience, que cette expansion est inférieure à 1.5 mrad.

Il ressort de ces comparaisons que les miroirs lumineux sont actuellement les meilleurs miroirs du point de vue de leur rugosité.

4.6.4 Rôle du champ magnétique directeur

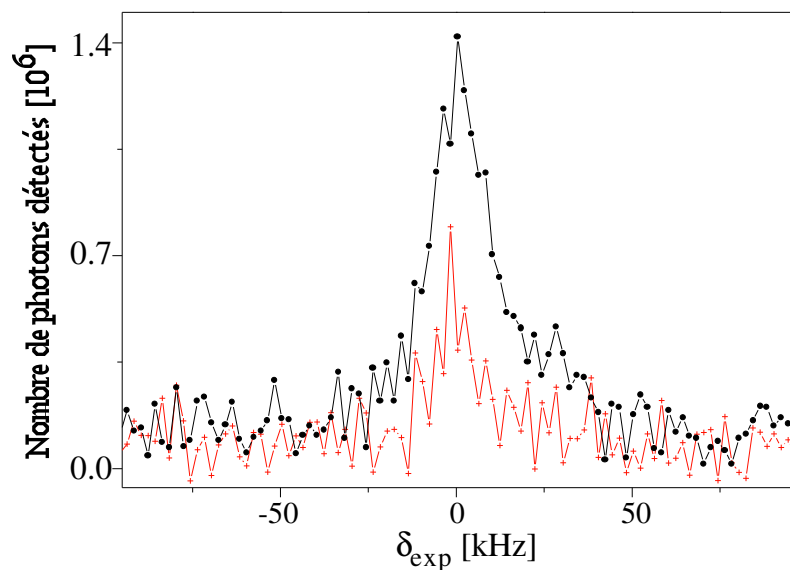


FIG. 4.22: Rôle de la rotation du champ magnétique directeur au cours de la séquence DVSR. Cette figure représente le nombre de photons détectés en fonction du désaccord δ_{exp} de la deuxième impulsion Raman lorsque l'on réalise la séquence DVSR pour une durée d'impulsion de $\tau = 150 \mu\text{s}$ et un désaccord $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 1.6 \text{ GHz}$. Les croix grises correspondent à une séquence expérimentale au cours de laquelle le champ magnétique reste fixé dans la direction de propagation des faisceaux Raman. Les cercles pleins noirs correspondent à une séquence expérimentale au cours de laquelle le champ tourne entre les deux impulsions Raman.

Dans cette partie, nous vérifions que la rotation du champ magnétique au cours de la séquence DVSR est bien effectuée.

La rotation du champ magnétique directeur au cours de la chute et la remontée des atomes est indispensable pour qu'il y ait un bon suivi adiabatique des atomes dans l'état $m_F = 0$ au cours

¹²Communication privée avec K. Sengstock.

de la séquence (voir partie 3.3.5). Les deux courbes expérimentales de la figure 4.22 illustrent ce fait. Ces deux courbes représentent le nombre de photons détectés lorsque l'on réalise la séquence DVSR en fonction du désaccord δ_{exp} pour une durée des impulsions de $150 \mu\text{s}$ et un désaccord $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 1.6 \text{ GHz}$ lorsque le champ directeur tourne (cercles pleins noirs) ou lorsque le champ reste fixé le long de la direction de propagation des faisceaux Raman (croix grises). Ces courbes montrent ici l'importance de la rotation du champ magnétique directeur.

4.6.5 Effet du désaccord de l'onde évanescente sur la distribution en vitesse après la sélection et le rebond

Nous avons analysé la distribution en vitesse des atomes après la sélection en vitesse et le rebond pour différents désaccords $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$ de l'onde évanescente.

La figure 4.23 présente les différentes courbes obtenues pour une durée des impulsions Raman de $150 \mu\text{s}$. La courbe (a) a été obtenue pour un désaccord de l'onde évanescente égale à $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 580 \text{ MHz}$, la courbe (b) pour $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 980 \text{ MHz}$, la courbe (c) pour $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 1440 \text{ MHz}$ et la courbe (d) pour $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 2400 \text{ MHz}$. On rappelle que le désaccord $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$ expérimental mesuré est le désaccord de l'onde évanescente par rapport à la transition ($5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 4$).

Dans l'étude de la spécularité du miroir, nous avons admis que nous pouvions ignorer l'épaulement que l'on devine à droite sur les profils de distribution en vitesse des atomes tels que sur celui que nous avons utilisé pour cette étude (figure 4.21). Nous pensons que cette démarche est légitime dans la mesure où des tests complémentaires montrent que cet épaulement est très important lorsque l'onde évanescente est peu désaccordée par rapport à la transition atomique et décroît lorsque le désaccord de celle-ci augmente (voir figure 4.23). Il semble donc raisonnable d'attribuer cet épaulement à de l'émission spontanée de la part des atomes induite soit par l'interaction avec l'onde évanescente (le signe du déplacement étant en accord avec cette hypothèse, l'épaulement pouvant correspondre à des atomes ayant acquis une vitesse dans le sens du vecteur d'onde $k_x \mathbf{e}_x$ de l'onde évanescente), soit par de la lumière parasite résiduelle, soit par les deux. Le rapport signal à bruit sur les courbes présentées sur la figure 4.23 est insuffisant pour conclure, mais il semble difficile d'interpréter le résultat par le modèle le plus simple d'émission spontanée dans l'onde évanescente [80, 33]. Des mesures complémentaires avec un meilleur rapport signal à bruit, et avec une durée du miroir variable (ce qui influe sur le rôle de la lumière parasite propageante) sont nécessaires pour clarifier cette question.

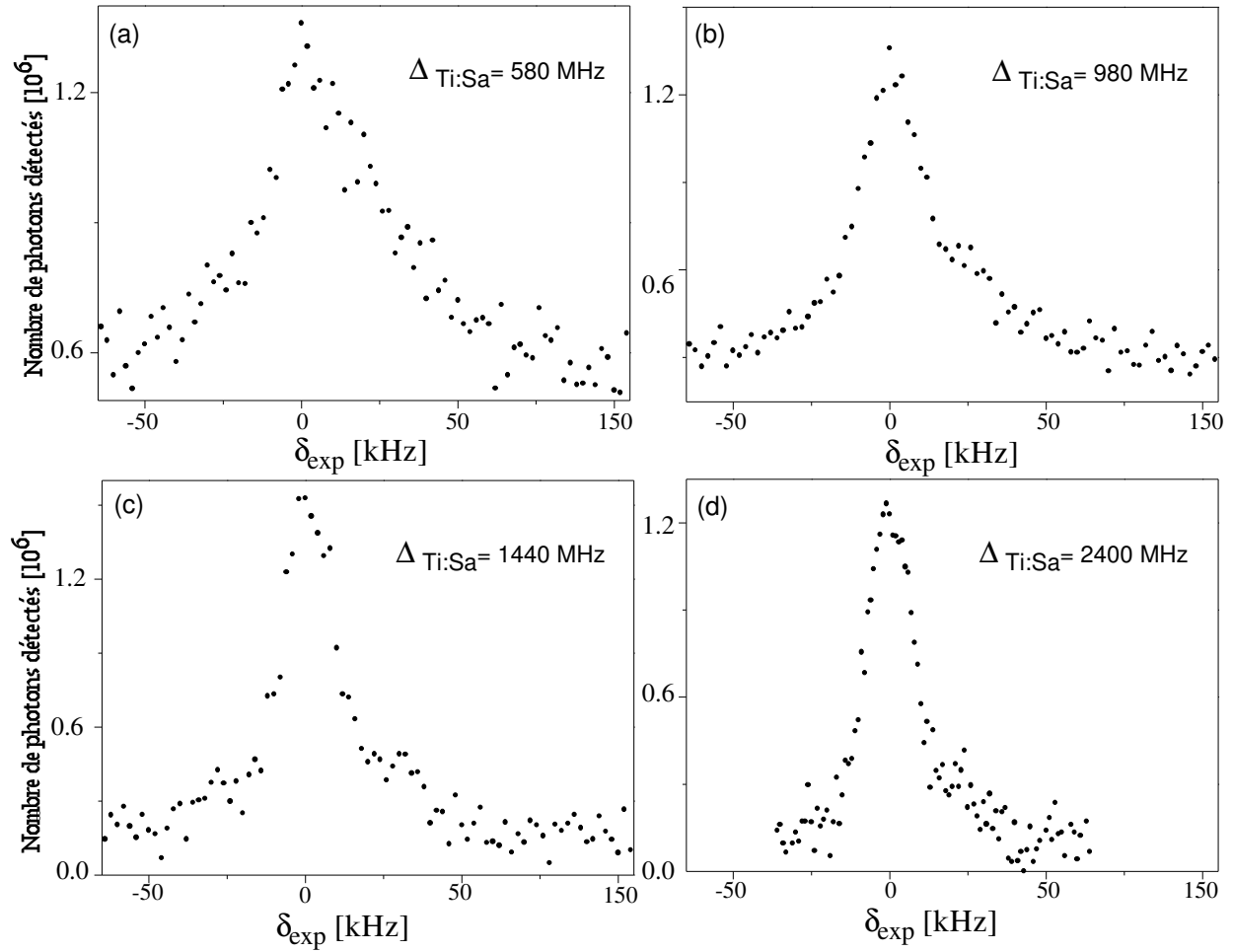


FIG. 4.23: Analyse de la distribution en vitesse après la sélection et le rebond pour différents désaccords $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$ de l'onde évanescente. Le faisceau incident sur le prisme a une intensité au centre de 440 W.cm^{-2} . On a représenté le nombre de photons détectés en fonction du désaccord δ_{exp} en réalisant la séquence DVSR pour une durée des impulsions Raman de $150 \mu\text{s}$: $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 580 \text{ MHz}$ (courbe (a)), $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 980 \text{ MHz}$ (courbe (b)), $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 1440 \text{ MHz}$ (courbe (c)), $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 2400 \text{ MHz}$ (courbe (d)).

4.7 Conclusion

En utilisant des transitions Raman sélectives en vitesse, nous avons étudié la spécularité du miroir à onde évanescente suivant une dimension dans un plan horizontal au prisme avec une très bonne résolution.

Notre travail a consisté dans un premier temps à mettre en place les transitions Raman. Nous pensons avoir relativement bien caractérisé et compris toutes les propriétés expérimentales des transitions Raman dans notre dispositif (efficacité, sélection en vitesse).

Avec notre dispositif, nous avons pu donner précisément une limite supérieure de la rugosité du miroir atomique à onde évanescente. Nos résultats sont compatibles avec une réflexion purement spéculaire et nous avons pu fixer une limite supérieure de 1 mrad à un éventuel effet d'élargissement par réflexion diffuse. Le miroir utilisé a la rugosité la plus faible au monde par rapport aux autres miroirs atomiques existant à l'exception des lames lumineuse du groupe de Hannover.

Nous avons observé une double structure dans la distribution en vitesse après le rebond. Des expériences supplémentaires seraient nécessaires pour comprendre ces derniers résultats.

Notre dispositif peut être utilisé pour mesurer la rugosité d'autres types de miroirs, comme des miroirs magnétiques. Notons néanmoins que la nécessité de travailler dans le sous-niveau $m_F = 0$ oblige à travailler avec des champs magnétiques élevés, pour bénéficier de l'effet Zeeman quadratique répulsif pour le niveau $F = 3$. (Remarquons qu'il est attractif pour le niveau $F = 2$, $m_F = 0$ et on peut donc éliminer les atomes du niveau $F = 2$ au cours du rebond sur le même schéma que dans nos expériences.)

Chapitre 5

Détection optique d'atomes froids sans émission spontanée

Nous allons présenter ici une méthode de détection optique d'atomes, induisant peu d'émission spontanée de la part de ces derniers. Cette détection utilise des techniques de spectroscopie par modulation de fréquence. Ces techniques ont été développées en 1980 par Bjorklund avec un laser à colorant [81]. Elles permettent de réaliser des mesure de spectroscopie en temps réel sur une large variété de molécules [82, 83]. Ces mesures ont une haute sensibilité et des temps de réponse rapides. Elles peuvent avoir des applications industrielles et environnementales et notamment elles peuvent être mises en oeuvre pour détecter des traces de molécules dans l'atmosphère.

L'intérêt de la détection que nous avons mise en place réside dans le fait qu'elle est peu perturbante vis à vis des atomes détectés puisqu'elle induit peu d'émission spontanée. Les processus d'émissions spontanées peuvent en effet détruire la cohérence d'un échantillon atomique [84]. Une telle détection non perturbante peut être utile pour étudier des rebonds multiples d'atomes sur un miroir [1, 2]. On peut alors suivre au cours du temps un même échantillon atomique en évitant ainsi toutes les fluctuations dues aux conditions initiales. En 1996 et 1997, des détections non-destructives de condensats de Bose-Einstein ont déjà été décrites dans les références [85, 86]. Dans la référence [85], une centaine d'images du même condensat peuvent être prises, en réalisant de l'imagerie dispersive !

La détection que nous avons réalisée n'est pas basée sur de l'imagerie dispersive. Son principe repose sur la mesure directe de la phase induite par un échantillon d'atomes sur un faisceau laser (voir figure 5.1). Les atomes ont été détectés par temps de vol en utilisant le dispositif expérimental décrit dans le chapitre 3. Les atomes de ^{85}Rb sont d'abord piégés dans le piège magnéto-optique puis ils sont lâchés. Un faisceau laser situé en-dessous du piège sensible à la phase induite par les atomes détecte leur présence.

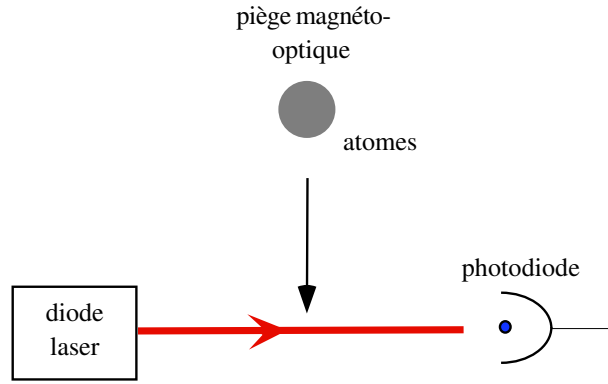


FIG. 5.1: Principe de l'expérience réalisée. Les atomes de ^{85}Rb sont d'abord accumulés dans un piège magnéto-optique puis lâchés. Un faisceau laser situé au-dessous du piège est sensible à la phase induite par les atomes.

L'article paru dans le journal *Optics Letters* sur cette expérience a été reproduit dans l'annexe F. Dans ce chapitre, nous reprenons le contenu de l'article en détaillant certains calculs théoriques et en précisant certains détails expérimentaux ne figurant pas dans l'article.

Après avoir présenté le principe de cette détection, nous allons décrire le dispositif expérimental utilisé et présenter les différents résultats obtenus.

5.1 Principe de la détection

5.1.1 Caractère dispersif et absorbant d'un échantillon atomique

Pour un faisceau laser de fréquence ω_L , un échantillon d'atomes est un milieu absorbant et dispersif. Lorsque les atomes considérés sont des atomes à deux niveaux, il est facile de calculer, en utilisant les équations de Bloch optiques, la susceptibilité diélectrique du milieu et par conséquent son indice de réfraction n . On trouve que cet indice est une grandeur complexe ($n = n' + in''$) dont la partie réelle n' caractérise la nature dispersive du milieu et la partie imaginaire n'' caractérise l'absorption de ce dernier. Pour un échantillon atomique uniforme dilué constitué d'atomes à deux niveaux dont la transition atomique est caractérisée par une largeur naturelle de raie Γ et une fréquence ω_{at} , on trouve :

$$n' = 1 - \frac{3\lambda^3}{(2\pi)^2} \rho \frac{\Gamma \Delta}{4\Delta^2 + \Gamma^2}, \quad (5.1)$$

$$n'' = \frac{3\lambda^3}{(2\pi)^2} \rho \frac{\Gamma^2/2}{4\Delta^2 + \Gamma^2} = -\frac{\Gamma}{2\Delta} (1 - n'). \quad (5.2)$$

La densité du nuage atomique est notée ρ , $\Delta = \omega_L - \omega_{\text{at}}$ est le désaccord du laser par rapport à la transition atomique et λ la longueur d'onde du laser. Les équations ci-dessus sont valables pour un laser de faible puissance (seule la susceptibilité linéaire a été considérée dans le calcul de l'indice de réfraction).

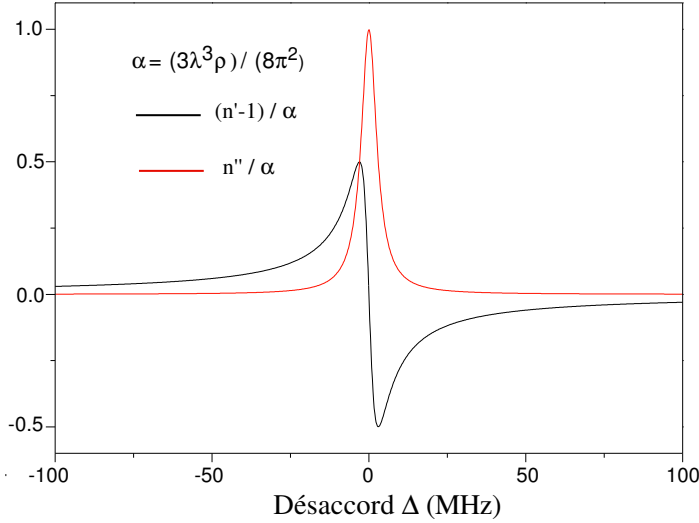


FIG. 5.2: Courbes représentant les parties réelle et imaginaire de l'indice optique pour un atome à deux niveaux de durée de vie $\Gamma = 6$ MHz.

On constate sur les équations (5.1) et (5.2) que lorsque le désaccord Δ du laser est grand devant la largeur de raie Γ de l'atome, la partie réelle de l'indice décroît comme $1/\Delta$ alors que la partie imaginaire comme $1/\Delta^2$. Le milieu a alors essentiellement un caractère dispersif (voir aussi figure 5.2). La détection que nous avons mise en place part de ce constat : le faisceau sonde utilisé est très désaccordé par rapport à la transition atomique. Peu d'émissions spontanées sur le nuage sont alors induites. Néanmoins le faisceau acquiert une phase lors de sa traversée dans le nuage. Lorsque le nuage a une densité uniforme ρ et une épaisseur l , la phase qu'induit ce nuage sur le faisceau laser est égale à :

$$\varphi(\Delta) = -\frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{\Gamma\Delta}{4\Delta^2 + \Gamma^2} \rho l. \quad (5.3)$$

5.1.2 Cas de l'atome de Rubidium 85

On peut généraliser les formules précédentes dans le cas d'un atome à plusieurs niveaux excités [62].

On reprend ici les notations du chapitre 1 partie 1.1.2.3. Lorsque les atomes sont initialement dans l'état fondamental $|f\rangle$, les parties réelle et imaginaire du milieu constitué par les atomes sont données par :

$$n' = 1 - \frac{3\lambda^3}{(2\pi)^2} \rho \sum_e \frac{\Gamma\Delta_e}{4\Delta_e^2 + \Gamma^2} \frac{1}{d^2} |\langle f | \mathbf{D} \cdot \vec{\epsilon} | e \rangle|^2, \quad (5.4)$$

$$n'' = \frac{3\lambda^3}{(2\pi)^2} \rho \sum_e \frac{\Gamma^2/2}{4\Delta_e^2 + \Gamma^2} \frac{1}{d^2} |\langle f | \mathbf{D} \cdot \vec{\epsilon} | e \rangle|^2. \quad (5.5)$$

Dans les formules précédentes, la somme est effectuée sur tous les états excités $|e\rangle$ et le paramètre Δ_e est le désaccord du laser par rapport à la transition atomique $|f\rangle \rightarrow |e\rangle$.

En partant de l'équation (5.4), on peut calculer la phase induite par un échantillon uniforme d'atomes de ^{85}Rb sur un faisceau laser. On suppose ici que le désaccord du laser est grand devant la structure hyperfine des états excités. Dans cette hypothèse, le désaccord Δ_e est quasiment indépendant de l'état excité $|e\rangle$ considéré. On note ce désaccord Δ et dans l'équation (5.4), on peut alors mettre en facteur devant la somme le terme $\Gamma^2/(4\Delta^2 + \Gamma^2)$. En utilisant les éléments de matrice donnés dans l'annexe I-A de la référence [32] et en supposant un faisceau polarisé π , on peut montrer que le déphasage vaut :

$$\varphi(\Delta) \simeq \frac{2}{3} \times \left(-\frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{\Gamma\Delta}{4\Delta^2 + \Gamma^2} \rho l \right). \quad (5.6)$$

Pour aboutir à la formule précédente, on a supposé que les atomes de ^{85}Rb sont initialement dans le niveau fondamental $F = 3$ et équipartis sur tous les sous-niveaux m_F . (On a effectué une moyenne sur tous les m_F).

De même en partant de l'équation (5.5), et en considérant les mêmes hypothèses¹ que dans le paragraphe précédent, on peut calculer que le nombre de photons absorbés par atome par unité de temps est égal à :

$$\Gamma' \simeq \frac{2}{3} \frac{\Gamma}{2} \frac{I_{\text{sat}} \Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\Delta^2}. \quad (5.7)$$

Dans l'équation précédente, I est l'intensité lumineuse du faisceau sonde.

5.1.3 Signal théorique

Principe

La technique de spectroscopie par modulation de fréquence utilisée consiste à moduler le courant d'une diode laser à la fréquence Ω . Le spectre en fréquence résultant de la diode laser présente alors plusieurs bandes latérales. L'équation (5.6) indique que la phase induite sur un faisceau laser dépend de son désaccord Δ . Chaque bande latérale du laser, ayant un désaccord différent, subit un déphasage différent en interagissant avec le milieu atomique. Pour détecter la présence des atomes, il suffit alors de détecter ces déphasages. Pour ce faire, on étudie ensuite le battement entre les différentes bandes latérales à la fréquence Ω . On choisit de moduler le laser à haute fréquence ; on n'est ainsi plus sensible au bruit du laser à basse fréquence.

¹On suppose aussi que le paramètre de saturation s est très inférieur à 1.

Expression du signal

Lorsque l'on module le courant d'une diode laser, le champ électrique résultant peut s'écrire² d'après la référence [82] :

$$E(t) = E_0 e^{-i\omega_L t} (1 + M \sin(\Omega t + \psi)) e^{i\beta \sin \Omega t} + \text{c.c.} \quad (5.8)$$

La grandeur ω_L est la fréquence de la porteuse, les grandeurs M et β sont les indices de modulation pour la modulation d'amplitude (AM) et la modulation de fréquence respectivement. La phase ψ est la phase relative entre les deux types de modulation. Dans nos expériences, les indices de modulation sont suffisamment faibles pour que l'on puisse ne considérer que la porteuse et les deux premières bandes latérales. On peut alors écrire le champ électrique résultant du laser de la manière suivante (en négligeant les fonctions de Bessel d'ordre supérieur à un) :

$$E(t) = E_0 e^{-i\omega_L t} \left[J_0(\beta) + e^{i\Omega t} (J_1(\beta) + \frac{M}{2i} J_0(\beta) e^{i\psi}) + e^{-i\Omega t} (-J_1(\beta) - \frac{M}{2i} J_0(\beta) e^{-i\psi}) \right]. \quad (5.9)$$

Lorsque le faisceau laser interagit avec le nuage atomique, on note φ_0 , φ_- et φ_+ les déphasages induits sur la porteuse et les bandes latérales d'ordre -1 et $+1$ respectivement. Pour étudier le battement entre la porteuse et les bandes latérales, on détecte le faisceau à l'aide d'une photodiode. Le photocourant issu de la photodiode est ensuite multiplié par un signal d'expression $\sin(\Omega t + \theta)$ issu d'un oscillateur local à la fréquence Ω . Après un filtre passe-bas, le photocourant résultant a la valeur suivante (au premier ordre en $\varphi_{+,-,0}$) :

$$i = K J_0(\beta) \left[M J_0(\beta) \cos(\theta - \psi) + \frac{M J_0(\beta)}{2} (\varphi_+ - \varphi_-) \sin(\theta - \psi) - J_1(\beta) (\varphi_- + \varphi_+ - 2\varphi_0) \cos(\theta) \right], \quad (5.10)$$

où K est une constante qui dépend de l'intensité lumineuse, du rendement quantique de la photodiode utilisée et du gain de la chaîne électronique. Le premier terme provient de la modulation d'amplitude résiduelle et est présent même en l'absence d'atomes. Il peut être toutefois éliminé lorsque l'on choisit une phase relative θ telle que $\cos(\theta - \psi) = 0$. C'est ce que l'on fait expérimentalement. Les deux autres termes peuvent être utilisés pour détecter la présence d'atomes. Notons enfin que s'il n'y avait pas de modulation d'amplitude résiduelle, seul le troisième terme serait présent.

5.1.4 Choix des paramètres expérimentaux

Plusieurs paramètres expérimentaux sont à choisir : l'intensité lumineuse du faisceau, le désaccord du faisceau par rapport à la transition atomique considérée (ici la raie D_2) et la forme du faisceau. Nous désirons choisir ces paramètres pour augmenter le signal atomique tout en minimisant la perturbation sur les atomes due à la détection.

²On désire *a priori* seulement une modulation de fréquence mais une modulation d'amplitude résiduelle est inévitable avec une diode laser modulée en courant.

On suppose que la fréquence de modulation et les indices de modulation sont fixés. Expérimentalement, nous avons choisi pour la fréquence de modulation $\Omega = 2\pi \times 800$ MHz, car la photodiode rapide à notre disposition a une bande passante égale à 1 GHz et la valeur précédente correspond à un point de fonctionnement où le bruit technique est limité. En travaillant avec une fréquence de modulation élevée, on peut espérer ne pas être limité par le bruit du laser à basses fréquences.

5.1.4.1 Choix du désaccord et de l'intensité du faisceau sonde

On cherche à la fois à avoir un bon rapport signal à bruit tout en ayant un nombre de photons diffusés par atome minimal.

En pratique, dans notre dispositif, nous sommes limités par le bruit du détecteur (voir plus loin paragraphe 5.2.4). Pour minimiser le nombre de photons diffusés, on travaille en effet avec une **intensité** lumineuse minimale, correspondant à un rapport signal à bruit égal à 1.

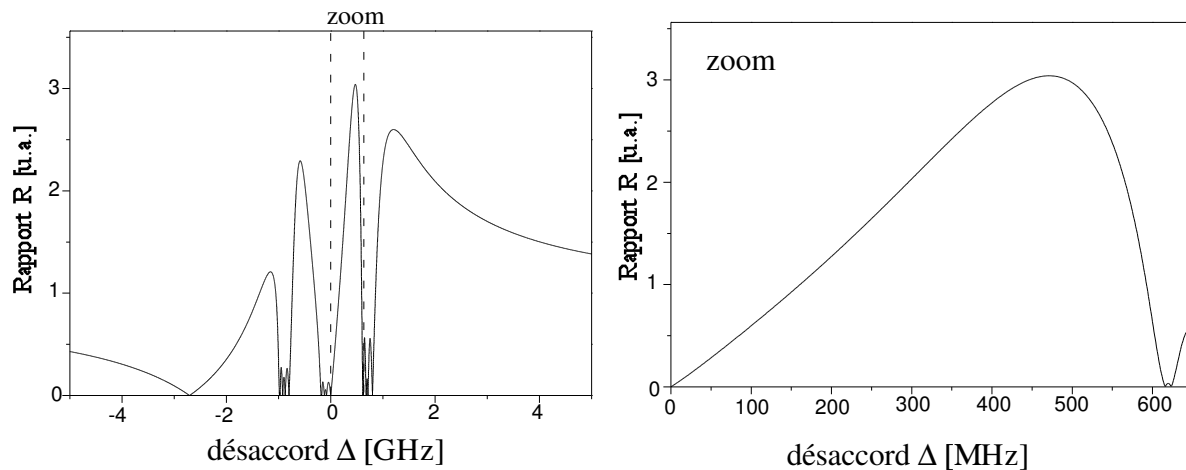


FIG. 5.3: Evolution du rapport R du signal attendu sur le nombre de photons diffusés au cours de la détection en fonction du désaccord Δ pour le Rubidium 85. (Paramètres de modulation utilisés : $M = 0.1$, $\beta = 0.6$, $\psi = 1.1\pi$).

Pour choisir le **désaccord** du faisceau, on cherche à optimiser le rapport $R = (|\text{signal}|/\text{bruit})/\text{nombre de photons diffusés}$. Ce rapport est indépendant de l'intensité lumineuse puisque le bruit est constant et puisque le signal et le nombre de photons sont proportionnels à l'intensité lumineuse du faisceau sonde. Le désaccord de la porteuse du laser modulé par rapport à la transition fermée $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4\rangle$ de la raie D_2 du ^{85}Rb est noté Δ . Le rapport R est calculé en utilisant les formules (5.4) et (5.5) appliquées au ^{85}Rb (on ne suppose pas forcément ici que le désaccord est grand devant la structure hyperfine des états excités). On considère un faisceau sonde polarisé π . On suppose toujours comme dans le paragraphe 5.1.2 que les atomes sont initialement dans l'état fondamental $F = 3$ et répartis

de manière homogène sur tous les sous-niveaux m_F . Un moyennage est effectué sur tous les sous-niveaux m_F pour le calcul du signal et du nombre de photons diffusés. Enfin la porteuse et les deux premières bandes latérales sont considérées ; on utilise pour les paramètres de modulation M , β et ψ les valeurs typiques expérimentales présentées dans le paragraphe 5.2.2.

La figure 5.3 présente l'évolution du rapport R en fonction du désaccord Δ .

La courbe n'est pas invariante par symétrie autour de l'axe $\Delta = 0$. Lorsque l'on change le signe du désaccord Δ , on peut en première approximation, en négligeant les différents niveaux excités, considérer que la phase φ_0 est transformée en $-\varphi_0$, la phase φ_+ en $-\varphi_-$ et φ_- en $-\varphi_+$. Dans l'équation (5.10), le deuxième terme reste inchangé au cours de ce changement alors que le troisième terme change de signe. Ceci explique la dissymétrie observée.

Sur la figure 5.3, nous constatons que le rapport R présente un maximum assez large autour de la valeur de 470 MHz. On voit donc ici, que choisir un désaccord très loin de la résonance ne présente pas d'intérêt [87].

La position du maximum dépend de la fréquence Ω de modulation utilisée. On peut comprendre sa position qualitativement. Lorsque la porteuse ou une bande latérale sont en résonance avec une transition atomique le nombre de photons diffusés augmente plus rapidement que le signal et le rapport R tend vers zéro. Lorsque la porteuse s'approche en fréquence de la résonance atomique ($\Delta \simeq 0$), les bandes latérales étant de part et d'autre des transitions atomiques, on a intérêt pour minimiser le nombre de photons diffusés à avoir $\Delta \simeq \Omega/2$ (voir la figure 5.4) .

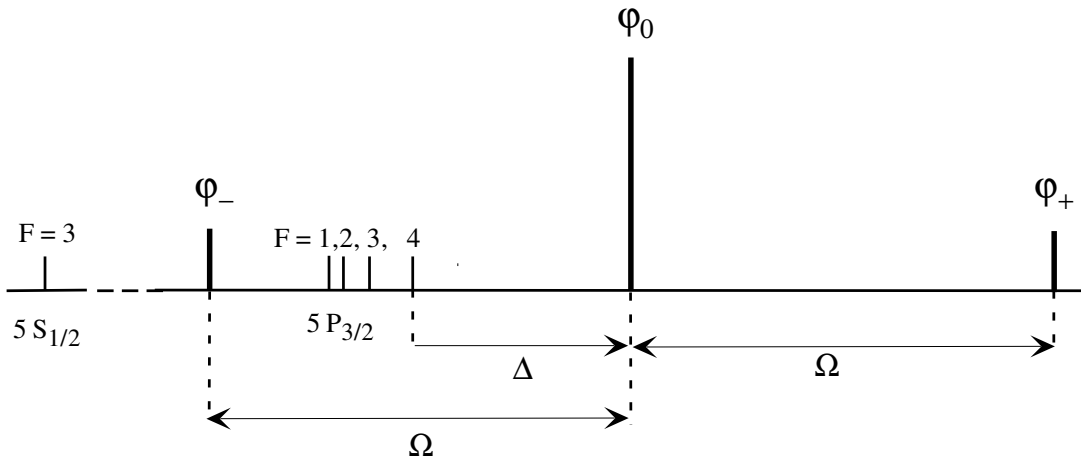


FIG. 5.4: Représentation de la porteuse et des deux bandes latérales du faisceau sonde par rapport aux niveaux énergétiques considérés de l'atome de ^{85}Rb . On a pris $\Delta \simeq 400$ MHz.

Notons que lorsque l'on prend le modèle simple de l'atome à deux niveaux pour les mêmes paramètres de modulation, on trouve que le maximum est situé autour de 550 MHz et la courbe

obtenue pour le rapport R est superposable à celle de la figure 5.3 à grand désaccord Δ ($|\Delta| > 2$ GHz). Ceci est en accord avec l'équation (5.6) : à grand désaccord, la phase induite par les atomes de ^{85}Rb sur le faisceau est la même que celle induite par un atome à deux niveaux à un facteur multiplicatif près. Il en est de même aussi pour le nombre de photons diffusés (équation (5.7)).

En conclusion, on choisit un désaccord Δ proche de 500 MHz (en pratique, nous avons travaillé avec un désaccord de 400 MHz). Le désaccord une fois fixé, on diminue au maximum l'intensité lumineuse dans le faisceau (de manière à avoir un rapport signal à bruit égal à un) afin de minimiser le nombre d'émissions spontanées. Remarquons que pour un désaccord de 400 MHz, le troisième terme de l'équation (5.10), provenant de la modulation de fréquence, est approximativement 4 fois plus grand que le deuxième terme, provenant de la modulation d'amplitude résiduelle. Notons aussi qu'à 400 MHz, dans notre dispositif, $\varphi_0 \simeq \varphi_- \simeq 5$ mrad et $\varphi_+ \simeq 1$ mrad.

5.1.4.2 Choix de la taille du faisceau

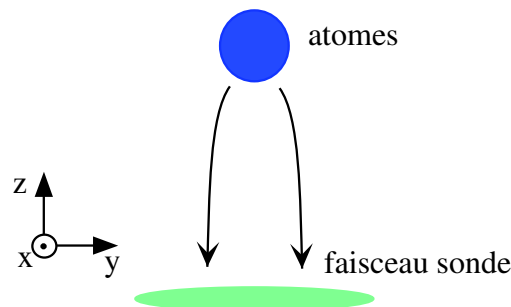


FIG. 5.5: *Choix des axes de référence. Le faisceau sonde se propage dans la direction Ox .*

Pour les raisonnements qui suivent, on va supposer que la puissance P du faisceau laser sonde est fixée.

L'expression (5.6) de la phase φ induite sur un faisceau sonde non modulé a été établie pour un nuage atomique de densité uniforme. Dans la réalité, le nuage atomique que l'on détecte a une densité non uniforme. On considère un nuage dont la densité a une distribution gaussienne, isotrope, de rayon σ_{at} en $1/\sqrt{e}$ et de densité au centre ρ_0 .

Lorsque le faisceau sonde est centré sur le nuage atomique, et est de taille bien plus inférieure à ce dernier, il suffit alors de remplacer dans l'expression de la phase (5.6) le facteur ρl par le facteur $\rho_0 \sqrt{2\pi} \sigma_{\text{at}}$. Pour calculer le chemin optique, on intègre en effet la distribution en densité du nuage suivant la direction de propagation du faisceau. Dans le plan perpendiculaire à cette direction, le nuage paraît quasi-uniforme pour le faisceau sonde. Lorsque le désaccord du faisceau

sonde est grand devant la structure hyperfine des niveaux excités, la phase φ s'écrit donc :

$$\varphi(\Delta) \simeq \frac{2}{3} \times \left(-\frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{\Gamma\Delta}{4\Delta^2 + \Gamma^2} \rho_0 \sqrt{2\pi}\sigma_{\text{at}} \right). \quad (5.11)$$

Lorsque le faisceau sonde a une taille non négligeable par rapport à la taille du nuage atomique, il faut tenir compte en plus dans le calcul du signal (5.10) de la convolution de la distribution en densité du nuage par la distribution gaussienne en intensité du faisceau sonde dans le plan (yz) perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau sonde. On sonde en effet aussi dans le nuage atomique des zones de densité plus faible et le signal diminue à puissance du faisceau fixée. La convolution évoquée ci-dessus peut se traduire simplement par un facteur multiplicatif C inférieur à un devant l'expression (5.10) (puisque le signal est proportionnel à l'intensité lumineuse). Dans cette expression les phases $\varphi_{0,+,-}$ représentent alors les phases accumulées par le centre du faisceau par chaque bande de fréquence et sont données à grand désaccord par la formule (5.11). L'expression du signal (5.10) est donc encore valable, à condition de prendre en compte les corrections que nous venons de mentionner. Il ressort de cette étude que plus la taille du faisceau sonde augmente, plus le signal détecté diminue, à puissance lumineuse P fixée.

Du point de vue du nombre de photons diffusés, pour une puissance lumineuse fixée du faisceau, il est préférable d'avoir un faisceau de grande taille. L'intensité lumineuse vue par les atomes diminue en effet lorsque la taille du faisceau augmente.

Quantifions un peu plus ces deux effets. les rayons du faisceau en $1/e^2$ suivant les directions Oy et Oz sont notés respectivement w_y et w_z . Les axes choisis sont présentés sur la figure 5.5.

Lorsque l'on considère la convolution entre la densité atomique du nuage et la distribution d'intensité du faisceau, on trouve que le **signal** S est proportionnel à la quantité :

$$S \propto \frac{1}{\sqrt{w_{\text{at}}^2 + w_y^2} \sqrt{w_{\text{at}}^2 + w_z^2}}, \quad (5.12)$$

où w_{at} représente le rayon en $1/e^2$ du nuage atomique.

En ce qui concerne le **nombre de photons diffusés** N_{sp} par atome, ce dernier est proportionnel à l'intensité lumineuse vue par les atomes multiplié par le temps d'interaction. A puissance du faisceau fixée P , la grandeur N_{sp} est donc proportionnelle à la quantité :

$$N_{\text{sp}} \propto \frac{P}{w_y w_z} \frac{w_z}{v} \simeq \frac{P}{v w_y}. \quad (5.13)$$

La grandeur v est la vitesse des atomes au niveau du faisceau et elle est supposée constante pendant la traversée du faisceau.

On déduit des deux équations précédentes, que le rapport S/N_{sp} est proportionnel à :

$$\frac{S}{N_{\text{sp}}} \propto \frac{w_y}{\sqrt{w_{\text{at}}^2 + w_y^2}} \times \frac{1}{\sqrt{w_{\text{at}}^2 + w_z^2}} \quad (5.14)$$

D'après la formule précédente, pour maximiser le rapport S/N_{sp} , le faisceau sonde doit couvrir le nuage atomique dans la direction Oy et doit être le plus petit possible dans la direction Oz. Tant que w_z ne devient pas très supérieur à w_{at} , la hauteur du signal diminue lentement lorsque l'on augmente w_z ; de même dès que w_y est de l'ordre de grandeur de w_{at} , on ne gagne pas beaucoup à augmenter w_y . On doit donc avoir : $w_y \simeq w_{\text{at}}$ et $w_z \leq w_{\text{at}}$.

En pratique, nous avons utilisé un faisceau assez gros dans les deux directions. Expérimentalement nous avons mesuré : $w_{\text{at}} = 2.88$ mm, $w_y = 2.1$ mm et $w_z = 1.6$ mm. En prenant les valeurs numériques ci-dessus, on trouve que le facteur multiplicatif C est égal à 0.7.

5.2 Dispositif expérimental

Les atomes de Rubidium sont issus du piège magnéto-optique décrit dans le chapitre 3 partie 3.1.1. Ils sont toujours préparés initialement dans l'état fondamental $F = 3$. Pour les expériences décrites ici, après un temps de chargement de l'ordre de 2.4 s, environ 2×10^7 atomes sont piégés³.

5.2.1 Description du montage

Le dispositif expérimental utilisé est présenté sur la figure 5.6.

Le faisceau sonde que l'on utilise pour réaliser la détection sans émission spontanée est situé 5.2 mm au-dessous du piège et est issu d'une diode laser non asservie à 780 nm. Ce faisceau sera appelé à partir de maintenant *faisceau sonde non perturbant*. Pour déterminer la fréquence absolue de ce faisceau, un battement entre lui et le faisceau sonde habituel décrit dans la partie 3.4.1 a été réalisée. La fréquence de ce dernier faisceau sonde est en effet connue et fixée : il est désaccordé de 5 MHz en dessous de la transition atomique fermée $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4\rangle$.

Ce dernier faisceau est aussi utilisé pour détecter les atomes par absorption afin d'étudier l'effet du faisceau sonde non perturbant sur les atomes. Cette détection par absorption a été décrite dans la référence [30]. Elle est destructive vis à vis des atomes détectés puisque ces derniers échangent de nombreux photons. Pour distinguer ce faisceau de l'autre faisceau sonde non perturbant, on appellera celui-ci *faisceau sonde destructif*. Il est situé 11.6 mm au-dessous du piège et est rétrofléchi. Un faisceau repompeur asservi sur la raie D_1 peut être superposé sur ce faisceau. Lorsque le faisceau repompeur est présent, on peut détecter en même temps les atomes dans le niveau fondamental $F = 3$ et ceux qui ont été dépompés dans le niveau $F = 2$ à la suite de leur interaction avec le faisceau sonde non perturbant. Lorsque le repompeur n'est pas présent, seuls les atomes dans le niveau $F = 3$ sont détectés. Au cours de la détection par absorption, typiquement 500 photons sont échangés par atome.

³Pour ces expériences réalisées avant les études sur la spécularité du miroir atomique à onde évanescente, le piège magnéto-optique n'avait pas tout-à-fait les mêmes caractéristiques et piégeait moins d'atomes.

La photodiode utilisée pour la détection sans émission spontanée est une photodiode rapide de bande passante 1GHz .

Enfin, on enregistre les différents temps de vol à l'aide d'un ordinateur. La fréquence d'échantillonnage est égale à 20kHz (les temps de vol s'effectuent sur une vingtaine de ms).

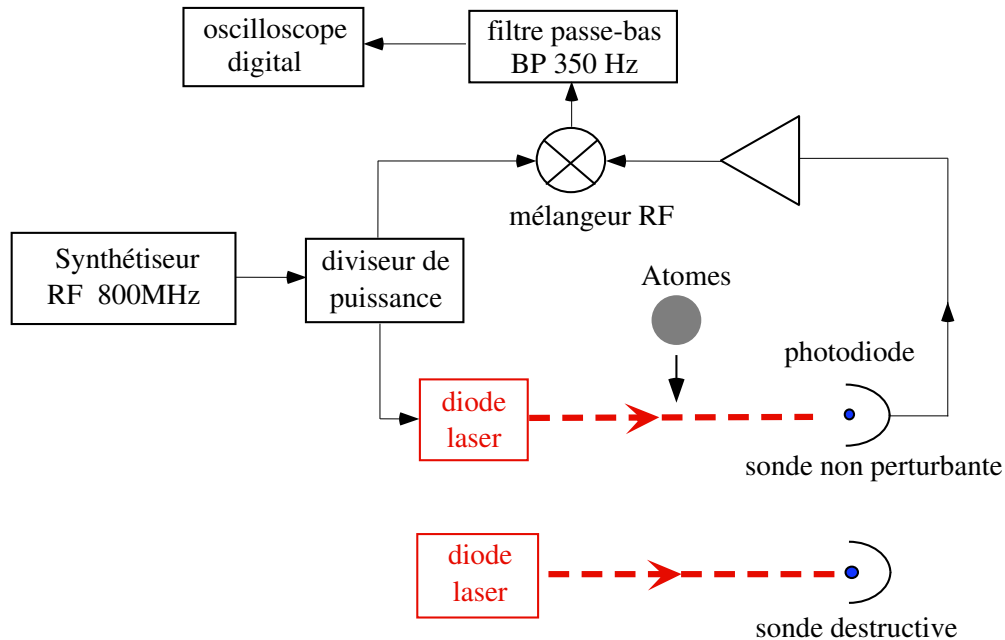


FIG. 5.6: Schéma décrivant l'expérience. Un nuage atomique issu du piège magnéto-optique tombe à travers le faisceau sonde sensible à la phase induite par les atomes. On utilise un deuxième faisceau sonde en dessous du premier pour étudier l'effet de la première sonde sur les atomes.

5.2.2 Caractérisation de la modulation

On module en fréquence le faisceau sonde non-perturbant en modulant directement le courant d'alimentation de la diode laser à 800MHz via un circuit électrique RLC. Les indices de modulation choisis sont relativement faibles pour que le spectre en fréquence de la diode ne présente essentiellement que 3 composantes. Dans l'équation (5.8), trois paramètres caractérisent la modulation : M , β et ψ .

Le **paramètre M**, caractérisant la modulation d'amplitude résiduelle, est d'abord déterminé expérimentalement indépendamment des autres paramètres. Pour cette détermination, on détecte l'intensité du laser modulé à l'aide de la photodiode rapide suivie d'un analyseur de spectre et on étudie la modulation d'intensité sur le laser à 800MHz . D'après l'équation (5.8), la modulation d'intensité sur le laser peut s'écrire : $I = I_0(1 + 2M \sin(\Omega t + \psi))$. En utilisant les facteurs de conversion (puissance lumineuse/tension) de la photodiode rapide, on peut déterminer M à 10%

près. Typiquement, M est égal à 0.1.

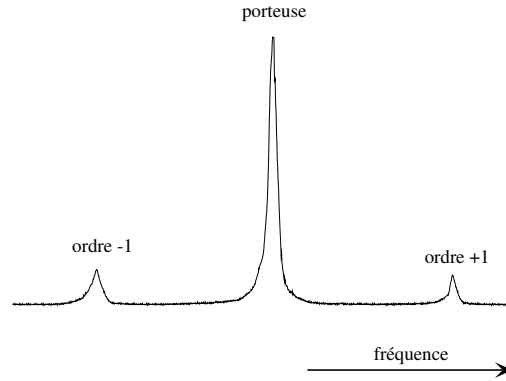


FIG. 5.7: Spectre en fréquence de la diode laser modulée à 800 MHz observé à l'aide d'une cavité Fabry-Pérot.

Pour déterminer les **paramètres de modulation** β et ψ , le spectre du laser modulé est observé en utilisant une cavité Fabry-Pérot confocale d'intervalle spectral libre 7.5 GHz et de finesse 150. Le spectre obtenu est présenté sur la figure 5.7. Les hauteurs respectives de la porteuse, de la bande latérale d'ordre +1 et de celle d'ordre -1 sur le spectre sont notées H_0 , H_+ , H_- . Pour calculer les paramètres β et ψ , les relations suivantes ont été utilisées :

$$\frac{H_+ + H_-}{H_0} = \frac{1}{2} \left(M^2 + \beta^2 + \frac{\beta^4}{4} \right) \quad (5.15)$$

$$\frac{H_+ - H_-}{H_0} = M \frac{J_1(\beta)}{J_0(\beta)} \sin \psi. \quad (5.16)$$

Dans les équations précédentes, J_0 et J_1 sont les fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1 respectivement.

- Pour obtenir la relation (5.15), un développement limité à l'ordre 2 en M et à l'ordre 4 en β a été effectué sur l'expression 5.9. Ce développement est justifié *a posteriori* en considérant les valeurs obtenues pour les paramètres (on vérifie que M est presque un ordre de grandeur en-dessous de β). Grâce à ce développement, la relation (5.15) permet de calculer facilement le **paramètre** β , connaissant M . Il suffit de résoudre une équation du second degré.
- La relation (5.16) permet de calculer le **paramètre** ψ , connaissant les paramètres M et β . La présence de la phase relative ψ entre les deux types de modulation introduit une dissymétrie sur la hauteur des pics des bandes latérales d'ordre ± 1 . Typiquement, nous avons calculé que $\beta \simeq 0.6$ et $\psi \simeq 1.1\pi$ avec des incertitudes de l'ordre de 15%.

5.2.3 Ajustement expérimental de la phase relative θ

Il est intéressant de choisir une phase relative θ telle que le premier terme de l'équation (5.10), correspondant à une modulation d'amplitude résiduelle, soit nul. En procédant ainsi, on élimine en effet le fond présent sur le signal qui est indépendant de la présence des atomes et pouvant ramener du bruit à basse fréquence du laser.

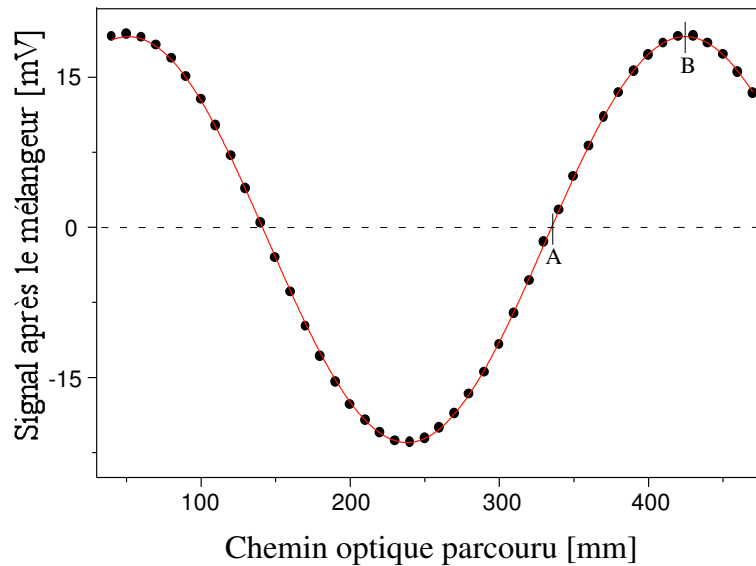


FIG. 5.8: Evolution de la tension après le mélangeur en fonction du chemin optique parcouru par le faisceau non-perturbant lorsqu'aucun atome n'est présent dans l'enceinte d'expérimentation. Le signal expérimental est ajusté par une sinusoïde de période spatiale 373 mm. La sinusoïde n'est pas exactement centrée autour de 0 car le mélangeur a pour défaut d'introduire un fond non nul.

- Pour ajuster facilement la phase relative θ , on a mis la photodiode rapide sur une platine de translation, elle même montée sur un rail. La longueur d'onde associée à la fréquence $\Omega = 2\pi \times 800$ MHz est en effet égale à $\lambda = 374.7$ mm. La figure 5.8 présente l'évolution du signal après le mélangeur (voir figure 5.6), lorsqu'aucun atome n'est présent, en fonction de la longueur du chemin optique (pour la courbe de la figure 5.8, nous avons aussi utilisé un coin de cube sur le chemin optique pour pouvoir faire varier ce dernier de 50 cm). On peut noter que le mélangeur ajoute une tension constante de 1.2 mV sur le signal. La courbe expérimentale est ajustée par une fonction sinusoïdale de période spatiale $373.3 \text{ mm} \pm 0.4 \text{ mm}$. La période attendue λ est en accord avec la valeur expérimentale à moins d'1% près. La courbe de la figure 5.8 permet aussi de calibrer l'ensemble de la chaîne électronique.

- Nous avons remarqué que le signal de sortie du mélangeur varie avec la position du faisceau sur la surface de la photodiode rapide. La figure 5.9 présente l'évolution de ce signal pour un

déplacement vertical de la photodiode rapide pour deux chemins optiques de longueur différentes. Lors du tracé de ces courbes, nous avons vérifié que la puissance lumineuse détectée par la photodiode est restée constante. Le constructeur donne un diamètre de la photodiode de $400 \mu\text{m}$ et la tache laser sur la photodiode a une largeur à mi-hauteur de l'ordre de $10 \mu\text{m}$.

Lorsque le chemin optique est tel que $\cos(\theta - \psi) = 1$ (par exemple le chemin optique correspondant au point B sur la figure 5.8), le signal est quasiment constant. Lorsque $\cos(\theta - \psi) \simeq 0$ (point A sur la figure 5.8), le signal a une dépendance linéaire en fonction de la position de la photodiode. Pour interpréter ces courbes, on peut considérer que la photodiode introduit une phase qui dépend du point de sa surface où tape le faisceau laser. Dans le cas où $\cos(\theta - \psi) \simeq 0$, la phase maximale ajoutée par la photodiode est égale à 36 mrad (ceci correspond à une variation du chemin optique de 2 mm), la pente correspondante est de $0.18 \text{ mrad}/\mu\text{m}$.

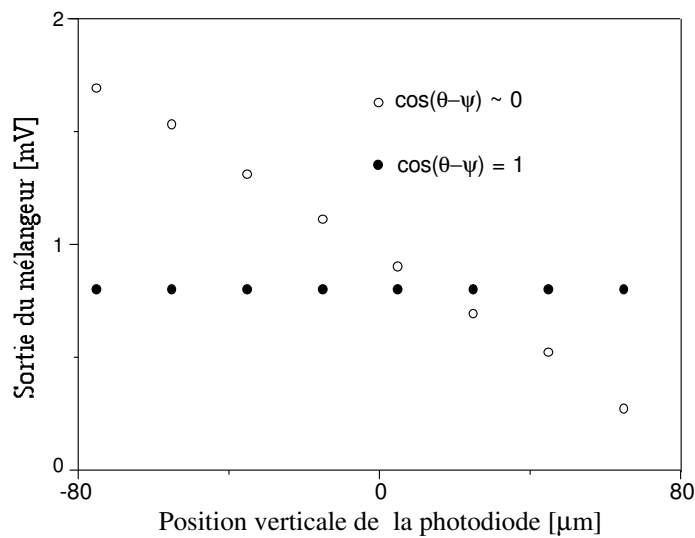


FIG. 5.9: Evolution du signal après le mélangeur en fonction de la position suivant la direction verticale de la photodiode rapide pour deux chemins optiques de longueur différentes. Le signal représenté avec des cercles pleins a été ramené autour de 1 mV (pour des raisons pratiques).

- En conclusion, lorsque l'on choisit expérimentalement la phase θ , on ajuste la position de la photodiode rapide le long de la direction du faisceau sonde de telle sorte que le signal détecté après le mélangeur soit nul. On élimine ainsi le fond sur le signal afin de minimiser des fluctuations éventuelles sur les signaux. L'offset introduit par le mélangeur et la phase induite par la surface de la photodiode implique qu'il existe une imprécision sur la valeur de θ choisie. On peut calculer que la phase θ est égale à $\pi/2 + \psi$ à 60 mrad près. Ces incertitudes ne sont pas gênantes pour la détection sans émission spontanée que l'on désire réaliser (elles vont uniquement induire une incertitude sur le signal théorique de l'équation (5.10) attendu de l'ordre de 15%).

5.2.4 Caractérisation du bruit dans le dispositif

Evolution du bruit en fonction de la puissance lumineuse dans le faisceau

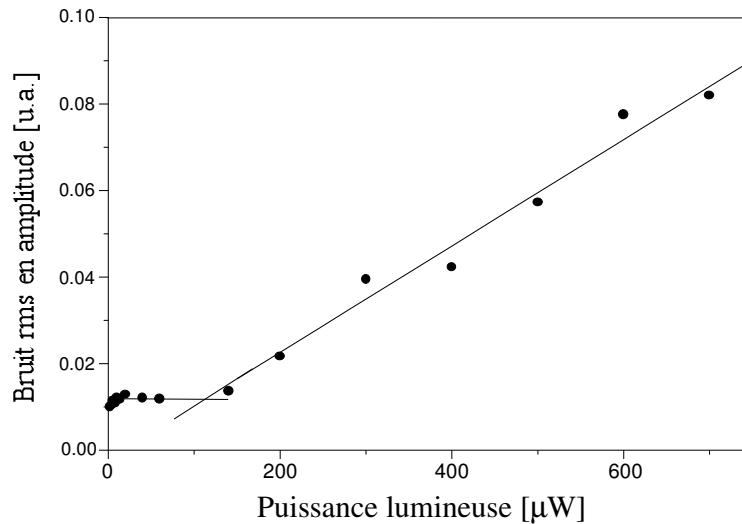


FIG. 5.10: Evolution du bruit d'amplitude rms sur les signaux de temps de vol en fonction de la puissance lumineuse incidente sur la photodiode. Le bruit a été étudié directement sur les signaux digitalisés. Les résultats expérimentaux sont ajustés à l'aide de deux droites (courbes continues).

Nous avons étudié le bruit rms en amplitude présent sur les signaux de temps de vol digitalisés non moyennés. La figure 5.10 présente l'évolution de ce bruit en fonction de la puissance lumineuse dans le faisceau sonde non perturbant.

- Pour des puissances inférieures à $100 \mu\text{W}$, ce bruit est indépendant de la puissance lumineuse incidente sur la photodiode rapide : il s'agit du bruit introduit par la chaîne de détection. On a vérifié que l'ordre de grandeur du bruit est cohérent avec le bruit donné par le constructeur pour la photodiode rapide.
- Pour des puissances lumineuses supérieures à $100 \mu\text{W}$, le bruit en amplitude sur le signal croît linéairement en fonction de la puissance lumineuse. L'origine exacte de ce bruit n'a pas pu être déterminée. Nous avons essayé de déterminer l'origine du bruit sur notre dispositif en étudiant son spectre en fréquence à l'aide d'un analyseur basses fréquences.

On s'est demandé si la modulation d'amplitude résiduelle ramenait du bruit basse fréquence sur le signal. Les spectres de bruit variaient beaucoup d'un jour à l'autre. En moyenne, le bruit pour le chemin optique tel que $\cos(\theta - \psi) = 0$ était moins élevé que le bruit lorsque $\cos(\theta - \psi) = 1$ (de quelques dB sur une plage en fréquence entre 5 Hz et 500 Hz). On ne peut donc pas vraiment dire que le bruit basse fréquence du laser ramené par la modulation d'amplitude résiduelle limitait le dispositif.

Le faisceau laser sonde effectuant un long trajet sur la table optique (il passe à travers l'enceinte d'expérimentation), on s'est demandé si du bruit est induit par des vibrations mécaniques des différents miroirs et différentes montures (ces vibrations peuvent provoquer des fluctuations en position de ce dernier). Des spectres ont été observés pour deux montages optiques différents : le montage optique habituel et un montage pour lequel le faisceau sonde ne passait plus par l'enceinte et parcourait un trajet de quelques dizaines de centimètres, (la différence des trajets entre les deux montages était de l'ordre de 2 m). En moyenne, le bruit était moins élevé sur les spectres associés au deuxième montage (trajet court) que sur les spectres associés au montage habituel (de quelques dB entre 5 Hz et 500 Hz). Mais ces résultats variaient aussi d'un jour à l'autre. On ne peut donc pas raisonnablement supposer que des fluctuations en position du faisceau laser sur la photodiode étaient à l'origine du bruit dans le dispositif.

Evaluation du bruit par rapport au bruit de photons

A défaut de déterminer précisément l'origine du bruit, ce dernier a été évalué par rapport au bruit de photons. Le bruit de photons est un bruit blanc dû à la nature corpusculaire de la lumière. Il correspond à la limite inférieure du bruit présent dans un dispositif.

Lorsqu'un dispositif est limité par le bruit de photons, le bruit en amplitude évolue comme la racine carré du nombre de photons détectés ou encore comme la racine carrée de la puissance lumineuse incidente sur la photodiode (et le bruit en intensité varie linéairement en fonction de la puissance). On vérifie sur la figure 5.10 que notre dispositif n'est pas limité par le bruit de photons pour des puissances supérieures à $100 \mu\text{W}$.

- Pour évaluer **expérimentalement** le bruit sur les signaux par rapport au bruit de photons, nous avons remplacé le faisceau laser incident sur la photodiode par une lampe halogène. En étudiant le bruit d'**intensité** rms en fonction de la puissance lumineuse sur l'analyseur de spectre basse fréquence entre 5 et 500 Hz, nous avons constaté que la puissance de bruit variait linéairement en fonction de la puissance, ce qui est caractéristique d'un bruit de photons.

Pour une puissance incidente sur la photodiode de $600 \mu\text{W}$, nous avons évalué que le bruit d'intensité sur le signal en utilisant le dispositif global est environ 20 dB au-dessus du bruit de photons. En connaissant la loi d'évolution des bruits considérés en fonction de la puissance, on extrapole ce résultat pour une puissance de $100 \mu\text{W}$: le bruit en intensité du dispositif pour cette puissance est 12 dB au-dessus du bruit de photons.

- Nous avons aussi calculé **théoriquement** le bruit de photons en connaissant la bande passante en fréquence de notre dispositif $\Delta f = 350 \text{ Hz}$ et en supposant que le rendement quantique de la photodiode est de 50% (valeur déduite des données du constructeur).

Le bruit de photons en amplitude rms sur le photocourant est donné par l'expression suivante [88] :

$$\Delta i = \sqrt{\frac{e \langle i \rangle}{\pi} 2\pi \Delta f}, \quad (5.17)$$

où $\langle i \rangle$ est le photocourant moyen et e est la charge de l'électron. Si le dispositif utilisé est limité par le bruit de photons, le bruit sur le signal est alors égal à :

$$bruit_{ph} = G \Delta i, \quad (5.18)$$

où G est le gain de toute la chaîne électronique (en $V.A^{-1}$).

En utilisant l'équation (5.10) et en prenant en compte le facteur de correction $C = 0.7$ dû à la géométrie (cf partie 5.1.4.2) dans l'expression des différentes phases φ , on peut écrire le signal après toute la chaîne de gain électronique de la manière suivante :

$$signal = GsP\Phi_{theo}. \quad (5.19)$$

La quantité s est la sensibilité de la photodiode exprimée en A/W , P est la puissance lumineuse dans la sonde et Φ_{theo} est défini par :

$$\Phi_{theo} = \frac{M(J_0(\beta))^2}{2} (\varphi_+ - \varphi_-) + J_0(\beta)J_1(\beta) (\varphi_- + \varphi_+ - 2\varphi_0) \sin \psi. \quad (5.20)$$

Si le dispositif était limité par le bruit de photons, on déduit des équations (5.18) et (5.19) que le rapport signal à bruit serait égal à :

$$\left(\frac{signal}{bruit}\right)_{photons} = \frac{signal}{bruit_{ph}} = \left(\Phi_{theo} \sqrt{\frac{s}{2e\Delta f}}\right) \sqrt{P}. \quad (5.21)$$

Avec les paramètres expérimentaux utilisés et déjà présentés, on peut calculer numériquement que pour une puissance lumineuse P exprimée en mW :

$$\left(\frac{signal}{bruit}\right)_{photons} \approx 400 \times \sqrt{P}. \quad (5.22)$$

Expérimentalement, nous avons constaté que pour une puissance $P = 4 \mu W$ le rapport signal à bruit dans notre dispositif est égal à l'unité. En utilisant l'équation (5.22), on peut en déduire que le bruit dans notre dispositif est situé 30 dB au dessus du bruit de photons. De même, on peut calculer par extrapolation qu'à $100 \mu W$, le bruit du dispositif est 14 dB au-dessus du bruit de photons. Cette valeur est cohérente avec la valeur de 12 dB trouvée expérimentalement en utilisant une lampe halogène.

5.3 Résultats expérimentaux

5.3.1 Loi de puissance à grand désaccord

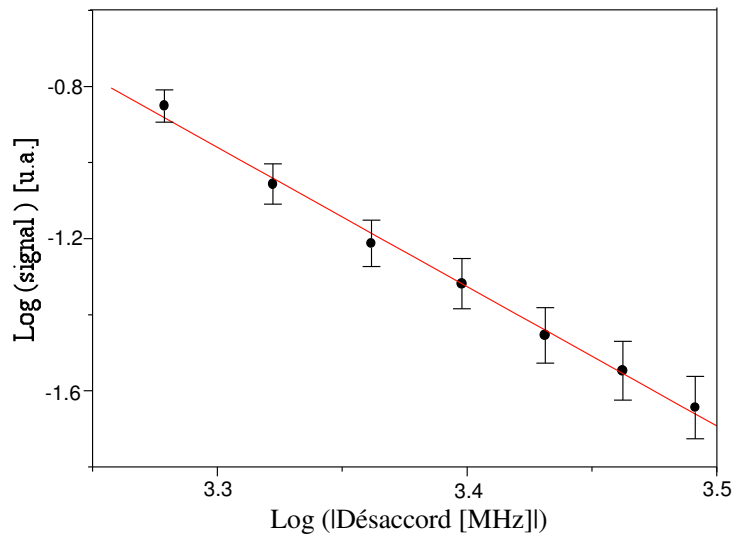


FIG. 5.11: Evolution du logarithme du signal (dans une unité arbitraire) en fonction du logarithme du désaccord. On ajuste les résultats expérimentaux avec une droite de pente -3.66 ± 0.12 .

Avant de présenter des temps de vol réalisés avec une émission spontanée réduite obtenus pour un désaccord de $\Delta = 400$ MHz, la loi de puissance du signal en fonction du désaccord pour des grands désaccords va être étudiée.

Lorsque le faisceau sonde non perturbant possède un grand désaccord Δ par rapport à la structure hyperfine des niveaux excités, la phase induite par les atomes sur le laser prend l'expression (5.6). Tout se passe comme si l'atome de ^{85}Rb se comporte comme un atome à deux niveaux à un facteur multiplicatif $2/3$ près.

Lorsqu'on utilise ensuite l'équation (5.10), on trouve pour le signal une loi de puissance en $\Delta^{-3.67}$ avec les paramètres de modulation associés à ces données⁴ ($M = 0.046$, $\beta = 0.6$ et $\psi = 1.3\pi$).

Nous avons étudié expérimentalement la loi de puissance du signal non perturbant en fonction du désaccord du laser sonde Δ pour des désaccords compris entre -2 GHz et -3.2 GHz. La figure 5.11 présente l'évolution du logarithme du signal en fonction du logarithme du désaccord. Les résultats expérimentaux sont approchés par une droite de pente -3.66 ± 0.12 . La pente théorique attendue (-3.67) est donc en très bon accord avec la pente expérimentale obtenue à 3% près.

⁴Les paramètres de modulation sont, dans cette partie uniquement, différents de ceux déterminés dans le paragraphe 5.2.2.

5.3.2 Temps de vol sans émission spontanée

5.3.2.1 Présentation des temps de vol

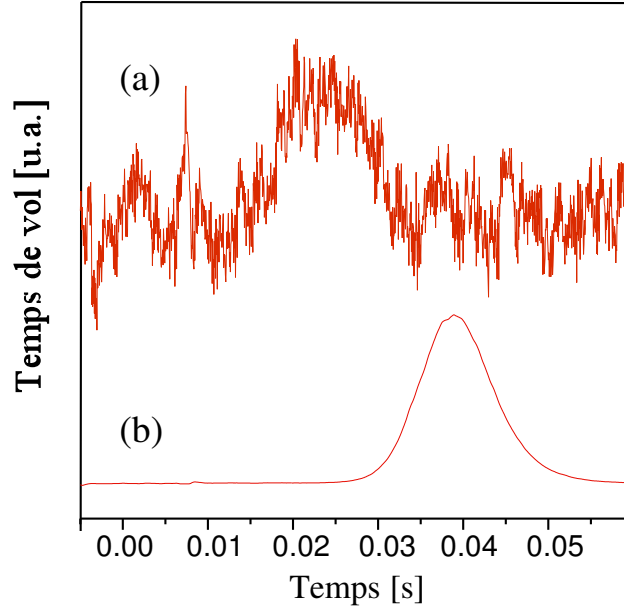


FIG. 5.12: Temps de vol typiques après 20 moyennages. La courbe (a) est un signal sans émission spontanée acquis avec une puissance lumineuse dans le faisceau non perturbant de $4 \mu W$. Durant cette détection, moins de 0.2 photons par atomes sont diffusés. Le rapport signal à bruit est de l'ordre de 4. La courbe (b) est le signal obtenu par absorption avec la sonde destructive située au-dessous de la sonde non perturbante. Les deux courbes ont été enregistrées pour le même nuage atomique en chute.

La courbe (a) de la figure 5.12 est un temps de vol typique obtenu avec le faisceau sonde non perturbant. Pour ce signal, la puissance dans le faisceau sonde non perturbant est de $4 \mu W$ et la porteuse du faisceau modulé est décalée en fréquence de $+400$ MHz par rapport à la transition atomique fermée $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4\rangle$. Le rapport signal à bruit pour cette acquisition est égal à environ l'unité sur un coup. La courbe (a) a été obtenue après 20 moyennages. La valeur absolue du signal expérimental est cohérente avec celle du signal théorique attendu à un facteur 1.5 près. Le signal théorique est calculé en mesurant le nombre d'atomes par absorption en chute à l'aide de la sonde destructive, en calibrant le gain de la chaîne électronique comme évoqué dans le paragraphe 5.2.3 et en supposant l'équipartition des atomes sur tous les sous-niveaux m_F .

Pour mesurer le nombre de photons diffusés par atome au cours de la détection, les temps de vol acquis par absorption avec la sonde destructive ont été étudiés. Les deux sondes sont présentes au cours de la chute. La courbe (b) de la figure 5.12 est le temps de vol destructif qui a été acquis

au cours de la même chute que le temps de vol (a).

5.3.2.2 Estimation du nombre de photons diffusés par atome

- Lorsque le faisceau repompeur est présent dans la sonde destructive, la hauteur du temps de vol destructif est indépendante de la puissance lumineuse dans la sonde non perturbante. Tous les atomes sont en effet alors détectés, même ceux qui ont été dépompés dans le niveau fondamental $F = 2$ au cours de la détection non perturbante. Ce résultat prouve également que les effets mécaniques sont négligeables et que la sonde destructive est suffisamment large pour détecter tous les atomes qui ont interagi avec la sonde non perturbante. Lorsque le faisceau repompeur n'est pas présent, la hauteur du temps de vol destructif dépend par contre de la puissance lumineuse du faisceau sonde non perturbant. La sonde destructive ne détecte alors en effet que les atomes dans le niveau fondamental $F = 3$ et les atomes dépompés dans le niveau $F = 2$ ne sont plus détectés. La courbe en cercles pleins de la figure 5.13 représente le nombre d'atomes détectés par la sonde destructive, lorsque le faisceau repompeur n'est pas présent, en fonction de la puissance du faisceau non perturbant. La courbe en cercles vides représente le nombre d'atomes détectés lorsque l'on coupe le faisceau sonde non perturbant.

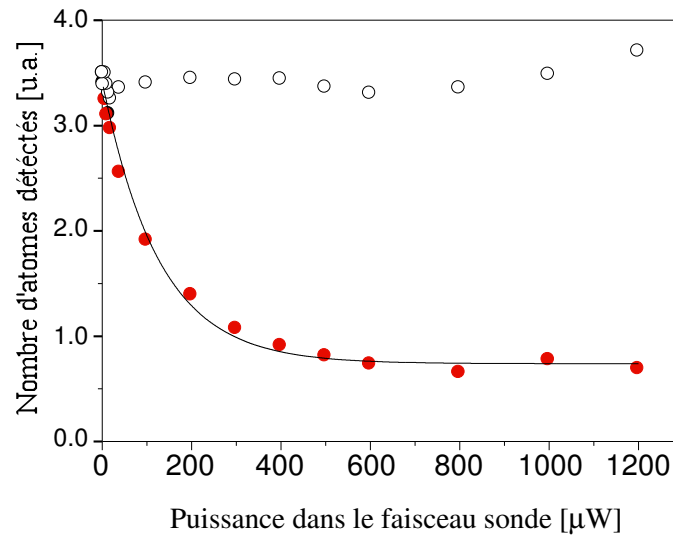


FIG. 5.13: Nombre d'atomes détectés avec la sonde destructive (sans repompeur) en fonction de la puissance lumineuse de la sonde non perturbante (cercles pleins). Les cercles vides sont les données lorsque la sonde non perturbante est coupée et donnent les fluctuations du nombre d'atomes détectés par la sonde destructive. La courbe constituée de cercles pleins ne tombe pas à zéro car tous les atomes n'interagissent pas avec la sonde non perturbante, le nuage ayant une taille supérieure à celle de ce faisceau sonde. La courbe continue est une fonction exponentiellement décroissante qui ajuste les résultats expérimentaux (cercles pleins).

- En comparant les deux courbes de la figure 5.13, on peut calculer le taux avec lequel les atomes effectuent une transition du niveau fondamental $F = 3$ vers le niveau fondamental $F = 2$ au cours de la détection non perturbante. Pour mesurer expérimentalement ce taux, la courbe en cercle pleins a été ajustée à l'aide d'une fonction exponentiellement décroissante ($A \exp(-P/B) + C$), où P est la puissance de la sonde non perturbante exprimée en μW et A , B et C sont les paramètres variables. Le nombre de photons diffusés par atome lors d'une transition du niveau $F = 3$ vers le niveau $F = 2$ via un état excité est alors égal pour une puissance P fixée à $1 - \exp(-P/B)$. L'ajustement donne $B = 126 \mu\text{W}$ à 6% près.

- Nous avons d'autre part calculé théoriquement que 1 photon diffusé sur 6 résulte d'une transition entre le niveau fondamental $F = 3$ vers le niveau fondamental $F = 2$ via un état excité de la raie D_2 . Pour ce calcul, nous avons tenu compte des taux de branchements, des trois bandes latérales présentes dans le faisceau et de la structure hyperfine des états excités. On a utilisé le fait que l'amplitude de transition d'un processus à deux photons pour passer d'un état initial $|i\rangle$ à un état final $|f\rangle$ est donnée par la formule suivante [35] :

$$\tau_{fi} = \sum_e \lim_{\eta \rightarrow 0^+} \frac{\langle f|V|e\rangle\langle e|V|i\rangle}{E_i - E_e + \hbar\omega_L + i\eta}, \quad (5.23)$$

où V est le potentiel d'interaction dipolaire électrique entre l'atome et les champs laser, E_i est l'énergie de l'état initial $|i\rangle$ et E_f est l'énergie de l'état final $|f\rangle$. La probabilité de transition d'un tel processus est alors donnée par $p_{fi} = |\tau_{fi}|^2$. La probabilité p_{23} de la transition à deux photons faisant passer l'atome du niveau fondamental $F = 3$ vers le niveau $F = 2$ a été calculée en supposant que les atomes sont initialement équipartis sur tous les états m_F , c'est-à-dire en moyennant sur tous les m_F . De même la probabilité p_{33} de la transition à deux photons faisant passer l'atome du niveau fondamental $F = 3$ vers le même niveau a été calculée. Le rapport p_{33}/p_{23} est alors égal à 5,1. La transition à deux photons faisant passer l'atome du niveau $F = 3$ vers le niveau $F = 3$ est donc 5 fois plus probable que la transition à deux photons faisant passer l'atome du niveau $F = 3$ vers le niveau $F = 2$.

- En utilisant ce résultat et la détermination expérimentale du taux de dépompement grâce à la figure 5.13, on peut en déduire que le nombre de photons diffusés par atome est égal à $6 \times (1 - \exp(-4/126)) = 0.17$ pour une puissance de $4 \mu\text{W}$ dans le faisceau sonde non perturbant (le temps de vol (a) de la figure 5.12 a été acquis avec cette puissance). Ceci signifie, de manière équivalente, que plus de 80% des atomes ne diffusent aucun photon.

Cette valeur est en accord avec un calcul direct du nombre de photons diffusés donnant une valeur de 0.16. Pour ce calcul, on utilise l'équation (5.5) en effectuant un moyennage sur tous les sous-niveaux m_F et en prenant en compte les trois bandes latérales. Le temps d'interaction des atomes avec la sonde non perturbante est pris égal à 6.3 ms.

5.4 Conclusion et perspectives

5.4.1 Conclusion

Nous avons donc démontré, à travers ces expériences, la faisabilité d'une détection optique d'atomes au cours de laquelle un nombre réduit de photons est diffusé par atome, en utilisant des techniques de spectroscopie par modulation de fréquence. Nous avons prouvé l'extrême sensibilité de cette méthode aux phases induites par les atomes, puisque des phases de l'ordre du mrad ont pu être détectées.

Pour améliorer la méthode, l'utilisation d'un détecteur à plus faible bruit et à sensibilité plus élevée tel qu'un photomultiplicateur peut être envisagée.

5.4.2 Perspectives

L'utilisation d'une telle détection a été envisagée par la référence [89] pour détecter des atomes en train de rebondir : on utiliserait le laser créant l'onde évanescente du miroir lumineux comme faisceau sonde non perturbant. Il faut pour cela moduler ce faisceau en fréquence de telle manière que la modulation perturbe peu le rebond et permette une détection sans émission spontanée.

Pour voir si cette expérience est réalisable, comparons le déphasage induit par les atomes lors de leur rebond sur le faisceau laser non modulé créant l'onde évanescente avec le déphasage détecté dans les expériences précédentes.

Dans la configuration utilisée pour les expériences précédentes, le déphasage induit par les atomes sur la sonde non perturbante peut s'écrire à grand désaccord⁵ :

$$\varphi = K_{\text{tdv}} \frac{\Gamma}{\Delta}, \quad (5.24)$$

De même, on peut écrire la phase induite par les atomes sur le faisceau laser créant l'onde évanescente lors de leur rebond [89] :

$$\varphi = K_{\text{reb}} \frac{\Gamma}{\Delta}. \quad (5.25)$$

On peut calculer que le rapport $K_{\text{reb}}/K_{\text{tdv}}$ est alors donné par :

$$\frac{K_{\text{reb}}}{K_{\text{tdv}}} = \left(\frac{4n_1 \cos \theta_1}{n_1^2 - 1} \right) \left(\frac{\sigma_{\text{tdv}}^3}{\sigma_{\text{reb}}^3} \right) \left(\frac{\kappa^{-1}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\text{tdv}}} \right), \quad (5.26)$$

où σ_{tdv} (σ_{reb}) est la taille du nuage atomique en $1/\sqrt{e}$ au moment de l'interaction avec le faisceau sonde non perturbant (respectivement au moment où il atteint le prisme), κ^{-1} est la longueur de décroissance de l'onde évanescente, n_1 est l'indice de réfraction du prisme et θ_1 est l'angle d'incidence du laser sur l'interface verre-vide.

⁵Pour que l'émission spontanée dans le miroir à onde évanescente soit négligeable, on est obligé de se placer à grand désaccord cette fois (voir partie 2.4.1).

Le premier facteur, lié au coefficient de Fresnel à l'interface verre-vide, est approximativement égal à 1.8.

Le deuxième facteur traduit le fait que le nuage n'a pas la même densité atomique au niveau de la sonde en chute (placée environ 10 mm en-dessous du piège) et au niveau du prisme (20 mm au-dessous du piège) avant le rebond. Ce facteur est égal approximativement à 0.3.

Le troisième facteur différencie essentiellement les deux configurations. Ce terme représente le rapport entre les deux longueurs sur lesquelles le laser accumule la phase induite par les atomes. Il a une valeur approximative de $2 \cdot 10^{-5}$. Au niveau du rebond, la longueur d'interaction est fixée par la distance sur laquelle l'onde évanescente décroît $1/\kappa$. En chute, la longueur d'interaction est fixée par la taille du nuage atomique $\sqrt{2\pi}\sigma_{\text{tdv}}$.

Finalement, on trouve numériquement : $\frac{K_{\text{reb}}}{K_{\text{tdv}}} \simeq 10^{-5}$!!! Si on extrapole les résultats des expériences précédentes, on peut montrer que dans le cas où on utilise un désaccord laser $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$ de 2 GHz et une puissance de 4 W pour l'onde évanescente, on s'attend à ce que le signal obtenu soit 50 fois plus faible que la limite de notre détection expérimentale précédente. D'autre part, nous avons vu qu'avec le dispositif réalisé, nous sommes limités par du bruit en amplitude technique proportionnel à la puissance du faisceau laser utilisé pour des puissances lumineuses supérieures à 100 μW . Avec une puissance de 4 W dans le faisceau laser, le bruit peut être considérable (par rapport à la détection réalisée, il peut être augmenté d'un facteur 4×10^4). Il semble donc impossible avec notre dispositif de réaliser une détection sans émission spontanée d'atomes lors d'un rebond.

Dans notre laboratoire un prisme avec une structure de guide d'onde à sa surface a été développé. La structure de guide d'onde permet d'augmenter l'intensité de l'onde évanescente d'un facteur 3000 (voir références [53, 54]). On peut également montrer, le faisceau laser faisant des aller-retours dans le guide d'onde, que la phase induite par les atomes sur le faisceau laser créant l'onde évanescente est elle aussi augmentée de ce facteur 3000. Pour ce type de prisme, on a alors : $\frac{K_{\text{reb}}}{K_{\text{tdv}}} \simeq \frac{1}{30}$. Le signal à détecter est donc plus élevé. Grâce au facteur d'amplification de l'intensité de l'onde évanescente, on peut aussi travailler avec des puissances incidentes sur le prisme plus faibles (d'un facteur 3000) et donc le bruit technique sur le signal est diminué d'autant (il faut aussi vérifier que le couplage du faisceau laser dans le guide diélectrique n'induit pas de bruit supplémentaire sur les signaux). L'expérience consistant à utiliser le faisceau laser créant l'onde évanescente pour détecter les atomes qui rebondissent paraît alors plus réalisable.

Le signal peut être considérablement augmenté en utilisant des nuages atomiques de densité plus importante. On peut penser utiliser des condensats de Bose-Einstein qui ont des épaisseurs optiques deux ordres de grandeurs plus élevées que l'épaisseur optique du nuage atomique utilisé dans nos expériences. Notre détection pourrait alors être utile pour étudier des rebonds multiples de condensats sur des miroirs lumineux.

Conclusion générale

Au cours de ce travail, nous avons donc étudié finement la spécularité d'un miroir atomique à onde évanescente. Pour cette étude, des transitions Raman sélectives en vitesse ont été utilisées et ont permis de réaliser une étude haute résolution de la réflexion d'atomes sur le miroir atomique. On a utilisé ces transitions pour d'abord réaliser une sélection en vitesse avant le rebond sur les atomes afin de créer une onde atomique aussi collimatée que possible suivant une direction. Ces transitions ont ensuite été utilisées pour analyser la distribution en vitesse après rebond. Nous avons étudié cette distribution en vitesse suivant une dimension dans le plan horizontal au miroir.

Nous avons constaté que le miroir lumineux à onde évanescente est un des meilleurs miroirs atomiques actuellement au monde du point de vue de sa spécularité. A condition de choisir un désaccord de l'onde évanescente suffisamment loin de la résonance atomique, la réflexion d'atomes semble spéculaire, et on peut donc envisager d'utiliser ce miroir dans des applications d'Optique Atomique cohérente, par exemple en interférométrie atomique. Par ailleurs, en vue d'expériences d'Optique Atomique géométrique où des miroirs concaves focaliseraient des jets atomiques, il est crucial de vérifier que la réflexion diffuse vient peu compromettre les possibilités de focalisation. Si on vise des structures subatomiques, des élargissements de quelques milliradians sont inacceptables et seul un miroir strictement spéculaire peut être utilisé.

Avec le système des faisceaux Raman mis en place dans notre dispositif, il est maintenant possible d'étudier finement la rugosité de différents miroirs atomiques. Il serait intéressant, avec des miroirs très rugueux, d'observer sur la distribution en vitesse des atomes après le rebond un pic spéculaire d'atomes sur un fond diffus. Ces études permettraient de bien comprendre les processus physiques qui rentrent en jeu dans la réflexion diffuse.

Enfin avec le dispositif mis en place, il est possible maintenant de réaliser une expérience de diffraction atomique en incidence normale en séparant les différents ordres de diffraction atomique (le réseau lumineux sur le prisme peut être aussi considéré comme une rugosité contrôlée). Cette expérience sera une preuve supplémentaire que le miroir préserve parfaitement la cohérence des ondes de de Broglie atomiques.

Dans la dernière partie de ce mémoire, nous avons présenté une méthode de détection optique d'atomes froids au cours de laquelle plus de 80% des atomes n'absorbent pas de photons. Cette méthode est intéressante dans la mesure où des processus d'émission spontanée peuvent détruire la cohérence d'un échantillon atomique. Cette détection peut être utile pour suivre un même échantillon atomique au cours de son évolution. On évite ainsi toutes les fluctuations dues aux conditions initiales.

Annexe A

Grandeurs et notations importantes utilisées

Données sur l'atome de ^{85}Rb

On ne considère ici que la transition D_2 .

- masse $M = 1.41 \times 10^{-25}$ kg
- longueur d'onde dans le vide $\lambda_0 = \frac{2\pi}{k_0} = 780.02$ nm
- intensité de saturation $I_{\text{sat}} = 1.62$ mW.cm $^{-2}$
- largeur naturelle de l'état excité $\Gamma = 2\pi \times 5.89$ rad.s $^{-1}$
- élément de matrice pour une transition fermée $D = 2.496 \times 10^{-29}$ C.m
- vitesse de recul $v_{\text{rec}} = 6.02$ mm.s $^{-1}$, $2k_0 v_{\text{rec}} = 2\pi \times 15.4$ kHz

L'atome de Rb dans notre expérience

- énergie incidente des atomes sur le miroir $E_{\text{in}} = 7.5\hbar\Gamma$
- vitesse incidente des atomes sur le miroir $v_{\text{in}} = 0.64$ m.s $^{-1}$
- longueur d'onde de de Broglie des atomes arrivant sur le prisme $\lambda_{\text{dB}} = 7.5$ nm
- hauteur de chute = 2.1 cm

Notations utilisées dans le mémoire

- $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$: désaccord de l'onde évanescente par rapport à la transition $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4\rangle$
- Δ : désaccord des faisceaux Raman par rapport à la raie D_1
- δ : désaccord des faisceaux Raman par rapport à la transition hyperfine

- δ_{at} : désaccord effectif de la transition
- $\bar{\Omega}$: pulsation de Rabi effective de la transition
- Ω_0 : pulsation de Rabi effective maximale de la transition
- τ : durée de l'impulsion Raman

Annexe B

Matériel utilisé pour les études sur la specularité du miroir

Diodes laser

diode considérée	marque	modèle
maître de la diode piège	Yokogawa	YL78XNW/S
piège	SDL	5401-G1
sonde	Hitachi	HL 7851 G
repompeur	Mitsubishi	ML 64110N-23
ralentisseur	Hitachi	HL 7851 G
repompeur du ralentissement	Mitsubishi	ML 64110N-23
maître Raman	Hitachi	HL 7851 G
esclaves Raman	Sanyo	DL-7140-201

Modulateurs acousto-optiques

marque	modèle
Crystal Technology	3080-122

Système de détection des atomes

matériel	marque	modèle
photomultiplicateur	Hamamatsu	R3896
embase type DAP	Hamamatsu	C6271
blindage magnétique	Hamamatsu	E989

Matériel d'électronique divers

matériel	marque	modèle
interrupteur R.F.	Minicircuit	ZFSWHA-1-20
atténuateur électronique	Minicircuit	ZMAS-1 09750
doubleur	Minicircuit	FK 300

Générateurs

matériel	marque	modèle
générateur H.F. pour moduler de la diode maître Raman	Hewlett Packard	8647 A
générateur d'impulsion arbitraire	Stanford Research System	DS345

Fibres optiques

fibres polarisantes, marque Point Source, modèle FDS-A-PZ-3-K-780-1-FC8

Annexe C

Soustraction du fond sur les données brutes pour l'étude de la spécularité

Nous présentons dans cette annexe le fond qui a été soustrait sur la courbe de distribution en vitesse utilisée pour caractériser la spécularité du miroir atomique.

Comme nous l'avons évoqué dans la partie 3.6.2, il est nécessaire d'effectuer une soustraction sur les signaux de distribution en vitesse car, au cours de la séquence DVSR, il est possible de détecter d'autres atomes que ceux qui sont sélectionnés par la première impulsion Raman. Nous avons vu notamment que l'on détecte des atomes initialement dans l'état $F = 2$ qui ne sont pas sélectionnés par la première impulsion Raman, qui absorbent des photons dans l'onde évanescente quasi-résonnante, puis qui retombent dans l'état fondamental $F = 3$ et rebondissent. Nous avons évalué grossièrement dans la partie 3.6.2 que le signal *parasite* constitué de ces atomes a une hauteur de l'ordre de 20% de la hauteur du signal constitué par les atomes sélectionnés et a une distribution en vitesse plus large (de l'ordre de la sélection en vitesse réalisée par le miroir).

Pour déterminer le fond à soustraire, nous rappelons que l'on réalise la séquence DVSR avec un désaccord $\delta_{\text{exp}}^{\text{fond}}$ de la première impulsion Raman, tel que l'on ne sélectionne pas d'atomes pouvant rebondir sur le miroir (voir paragraphe 3.6.2). La figure C.1 présente les courbes obtenues pour un désaccord de l'onde évanescente $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 2.4$ GHz. La courbe constituée de cercles pleins noirs représente la courbe de distribution en vitesse *brute* (sans la soustraction). La courbe constituée de triangles gris représente le fond obtenu en réalisant la séquence DVSR pour un désaccord $\delta_{\text{exp}}^{\text{fond}}$ de la première impulsion décalé de 200 kHz par rapport au désaccord $\delta_{\text{exp}}^{\text{s}}$ utilisé pour la courbe précédente. Nous constatons sur la figure C.1 que le fond détecté a l'ordre de grandeur estimé.

Pour ne pas rajouter du bruit sur le signal final en réalisant la soustraction, la courbe du fond est d'abord ajustée par une fonction gaussienne (courbe continue de la figure C.1). On soustrait ensuite à la courbe brute en cercles pleins cette fonction gaussienne pour obtenir la courbe finale.

On a vérifié que la hauteur de la gaussienne diminue lorsque le désaccord de l'onde évanescente s'éloigne de la transition ($5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F_e = 1, 2, 3$), ce qui confirme que le processus indiqué ci-dessus est bien responsable du fond considéré. La mi-largeur en $1/e^2$ de la gaussienne

est égale à $\sigma_v = 2.3 \pm 0.3 v_{\text{rec}}$, ce qui correspond à la sélection en vitesse réalisée par le miroir qui est estimée pour le désaccord $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$ utilisé (voir partie 2.4.2).

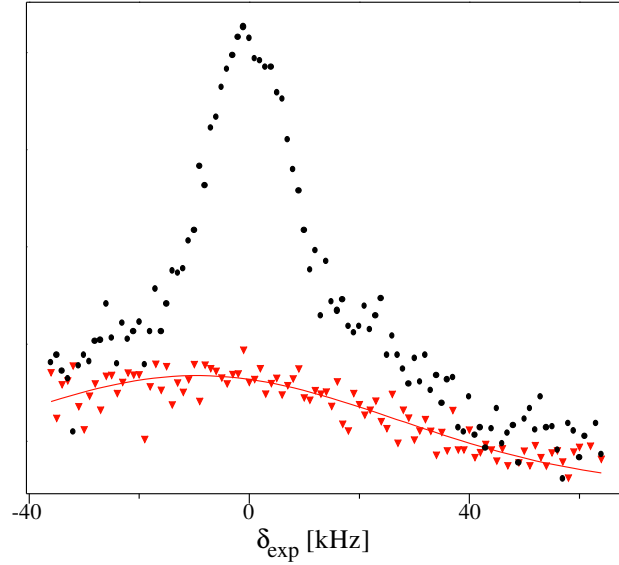


FIG. C.1: *Analyse de la distribution en vitesse brute et du fond après la sélection et le rebond pour un désaccord $\Delta_{\text{Ti:Sa}}$ de l'onde évanescente égale à $\Delta_{\text{Ti:Sa}} = 2400$ MHz. Le faisceau incident sur le prisme a une intensité au centre de 440 W.cm^{-2} . On a représenté le nombre de photons détectés en fonction du désaccord δ_{exp} de la deuxième impulsion en réalisant la séquence DVSR pour une durée des impulsions Raman de $150 \mu\text{s}$. La courbe constituée de cercles pleins noirs représente la courbe de distribution en vitesse brute (sans la soustraction) pour un désaccord de la première impulsion $\delta_{\text{exp}}^{\text{s}} = 52$ kHz. La courbe constituée de triangles gris représente le fond obtenu pour un désaccord de la première impulsion Raman égal à $\delta_{\text{exp}}^{\text{fond}} = \delta_{\text{exp}}^{\text{s}} - 200$ kHz. La courbe continue est une fonction gaussienne qui ajuste la courbe expérimentale.*

Annexe D

Matériel utilisé pour la détection d'atomes sans émission spontanée

diode laser sonde : marque Hitachi, modèle HL7851G

photodiode : marque Newfocus, modèle 1601

mélangeur R.F. : marque Minicircuit, modèle ZFM-2

diviseur de puissance R.F. : marque Minicircuit, modèle ZFSC-2-4

générateur R.F. : marque Hewlett Packard, modèle 8647 A

analyseur de spectre hautes fréquences : marque Hewlett Packard, modèle 8563 A

analyseur de spectre basses fréquences : marque Tektronik, modèle 2642 A

Annexe E

Article paru en 1998 (diffraction en incidence rasante)

Atomic interference in grazing incidence diffraction from an evanescent wave mirror, Phys. Rev. Lett. 81, (1998), pp. 5044-5047.

Atomic Interference in Grazing Incidence Diffraction from an Evanescent Wave Mirror

L. Cagnet, V. Savalli, G. Zs. K. Horvath, D. Holleville,* R. Marani, N. Westbrook, C. I. Westbrook, and A. Aspect

Laboratoire Charles Fabry[†] de l'Institut d'Optique, BP 147, Orsay CEDEX 91403, France

(Received 11 May 1998)

We report an experiment showing that atomic diffraction at grazing incidence from an evanescent wave mirror results from polarization gradients in the evanescent wave which induce transitions among atomic internal states. The resulting grating can produce large angle coherent beam splittings. We also demonstrate atomic interference in the form of a Stückelberg oscillation in the diffraction efficiency which is very sensitive to the atom wall van der Waals potential. [S0031-9007(98)07831-4]

PACS numbers: 03.75.Be, 03.75.Dg, 32.80.Lg

Diffraction at grazing incidence is an important phenomenon in which large period gratings can be used to deflect short wavelength beams through large angles (Fig. 1a). A striking demonstration of the effect occurs when a laser beam is incident on an ordinary ruler at grazing incidence. This is particularly useful in the field of x-ray optics [1] and neutron optics [2]. Similarly, atomic diffraction from a spatially modulated evanescent wave mirror at grazing incidence has also been under study for some time [3–7]. Following the first observations of this phenomenon [8,9], there has been some debate as to the physical mechanism responsible for diffraction because simple, two level models (which ignore light polarization and internal atomic structure) predict vanishingly small effects [6,7,10] at grazing incidence. This vanishing, due to the slow variation of the reflecting potential in the direction normal to the surface on the scale of the de Broglie wavelength, contrasts to the typical optical case of a hard wall reflection grating and is analogous to the case of a thick grating. Through recent theoretical studies, however, a consensus has emerged that the interpretation of the observations of diffraction at grazing incidence must involve the internal atomic structure and polarization effects in the evanescent wave [11–13].

In this paper, we present the results of an experiment clearly demonstrating this. A simple physical model involving Landau-Zener transitions between ground state sublevels allows us to interpret the behavior of the diffraction efficiency. In particular, we observe Stückelberg oscillations, i.e., an interference between several atomic trajectories in the evanescent wave [11,13]. These oscillations are highly sensitive to the exact potential acting on the atoms and thus constitute a new technique for observing the van der Waals interaction between the atom and the dielectric surface supporting the evanescent wave.

Ordinary, scalar diffraction is the consequence of a spatial modulation of an incident wave front and does not involve internal degrees of freedom, such as polarization or spin. At grazing incidence on a thick grating, diffraction is strongly suppressed because the atomic phase, calculated along a classical trajectory, is averaged out over many grating periods [7,14]. This effect is well known in connection

with diffraction from acoustic waves [15]. It can also be interpreted [7,16] as the impossibility of satisfying energy conservation in the time independent reflecting potential $V(x, z) = V_0 \exp(-2\kappa z) [1 + \varepsilon \cos 2k_x x]$, where κ and k_x are the imaginary and real parts of the wave vector of the evanescent wave field. Because of energy conservation, the quantum $\Delta p_x = \pm 2\hbar k_x$ of momentum transfer along x due to diffraction must be accompanied by a momentum change $\Delta p_z \approx \pm 2\hbar k_x \tan i$ along z , where i is the angle of incidence (see Fig. 1a). The maximum normal momentum transfer, however, between the zeroth (specularly reflected) order and the diffracted orders is limited to approximately $\hbar\kappa$ because of the spatial extent κ^{-1} of the potential. At grazing incidence, where $\tan i$ is large, one can satisfy energy conservation only by specular reflection.

To understand how polarization effects and internal structure allow one to overcome this impossibility, we consider an atom with two Zeeman ground states m_1 and m_2 bouncing on an evanescent wave far detuned above a resonance. A strong, TM polarized incident beam produces

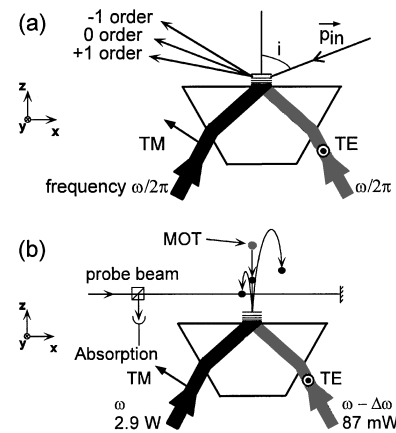


FIG. 1. (a) Schematic of a diffraction experiment at grazing incidence. (b) Schematic of our experiment, which is equivalent to (a) in the reference frame moving horizontally with the atoms.

an evanescent wave which, for angles not too close to the critical angle, has a predominantly σ^- circular polarization along the y axis (see Fig. 1a). This wave produces different potentials for the two ground states due to the different couplings between the ground and excited states. If one adds a weak TE polarized (π polarized along the y axis) wave propagating in the opposite direction, one can consider the ground state potentials unchanged to first order and treat the effect of the TE wave as a perturbation proportional to $\cos(2k_x x) \exp(-2\kappa z)$ coupling the two internal states. This perturbation also couples momentum states differing by $\pm 2\hbar k_x$ and thus produces diffraction with an internal state change. The energy transfer associated with the momentum change in the normal direction comes from the difference in the light shifts of the two states. The optical analog of this effect consists of a birefringent material the direction of whose optical axis is spatially modulated [17,18]. In the optical analog, diffraction is also accompanied by a polarization change and is thus observed by placing the grating between crossed polarizers. The detection method we describe below is quite analogous.

It is convenient to further analyze this system by shifting the two potential curves by an amount corresponding to the kinetic energy change [6]. The transition between internal states can be understood as a curve crossing (Fig. 2). The atom approaches on one of the two potentials and is “split in two” at the crossing. Its momentum is then reversed by the potential and it reencounters the crossing which again splits the probability amplitude. Which potential curve the atom ends up on, and thus whether or not the atom is diffracted, depends on the splitting amplitude and on the difference in the phases accumulated on the two possible paths. Thus fringes, or Stückelberg oscillations [19], occur in the diffraction probability either as a function of the incident energy or of the position of the crossing.

Our experimental setup is sketched in Fig. 1b. Instead of using a traditional grazing incidence geometry, we allow the atoms to fall from a magneto-optical trap (MOT)

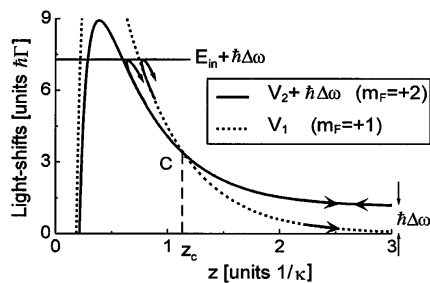


FIG. 2. Potential curves, including the van der Waals force, experienced by the atoms during reflection. The horizontal and vertical scales correspond to our experimental parameters. The atoms arrive on the V_2 potential, pass through the curve crossing twice, and can end up on either V_2 or V_1 . Two paths are possible and can interfere producing fringes as a function of the location of the crossing.

onto an evanescent wave mirror at normal incidence and introduce a frequency difference $\Delta\omega$ between the right and left propagating waves to create a moving grating [4,20]. The angle of incidence i in the rest frame of the grating is given by $\tan i = \frac{\Delta\omega}{2k_x v}$, where v is the incident normal atomic velocity. In the lab frame the potential is time dependent [21] and one can think of the level crossing as being between two potentials asymptotically separated by $\hbar\Delta\omega$. Alternatively, one can view the process as a stimulated Raman transition with a Raman shift $\Delta\omega$ [13].

We use largely the same setup as described in Ref. [22]. The main differences are as follows. We use a strong TM wave with a detuning of 1.3 GHz to the blue of the D2 resonance of ^{87}Rb and with a power 2.9 W in about 1 mm^2 . After total internal reflection the laser beam is frequency shifted by two double-pass acousto-optic modulators to produce a variable frequency difference $\frac{\Delta\omega}{2\pi}$ between 6 and 22 MHz. Its polarization is also rotated to TE before being sent back into the prism in the direction opposite to the TM beam. The evanescent wave parameters are $\kappa = 1.12k$, $k_x = 1.50k$, where k is the magnitude of the vacuum wave vector of the laser. The MOT is located 17.9 mm above the prism. We optically pump the atoms into one of the extreme m_F states of the $F_g = 2$ manifold. The optical pumping is performed by a circularly polarized and retroreflected laser tuned to the $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$ transition in the presence of a 300 mG guiding field. Because of our optical access, the pumping laser propagates at 45° to the y axis, so that we must adiabatically turn the atom polarization after pumping by varying the guiding field direction on a time scale of about 10 ms. We estimate that more than 93% of the atoms are pumped into the desired m_F level. We detect the atoms using a retroreflected probe laser, with a $1 \times 20 \text{ mm}^2$ cross section, placed 9.6 mm under the trap. We monitor the absorption of the probe as the atoms fall through it after the first bounce on the mirror. Given the initial temperature of the MOT and the temporal duration of the mirror, our time-of-flight resolution is about 10 ms (FWHM).

Typical time-of-flight data are shown in Fig. 3. Several qualitative features are apparent which confirm our model. First, the role of the internal states of the atom is evident. In our case in which the negative m_F states are more strongly shifted than the positive m_F states, an atom pumped into $m_F = -(+)2$ can be diffracted only into positive (negative) orders. Also, one sees in the figure that no more than four diffraction orders can be populated owing to the number of possible m_F changing transitions. Second, we have confirmed that the wrong sign of $\Delta\omega$ results in suppressed diffraction. For a σ^- polarized evanescent wave, our model predicts no diffraction at all because the σ^-/π Raman transition between the two states is always far off resonance if $\Delta\omega$ is negative. However, there remains a 12% residual σ^+ field amplitude so the $m_F = 2$ and $m_F = 1$ states are weakly coupled by a resonant σ^+/π transition. Thus a weak diffraction is still observed. Third, we have verified that no diffraction

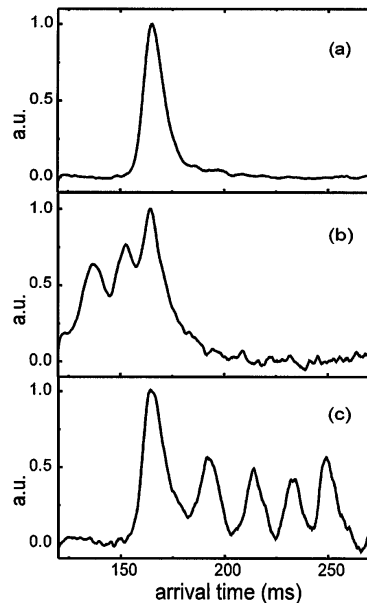


FIG. 3. Time-of-flight spectra for various experimental conditions. (a) No TE beam present. Atoms polarized in $m_F = +2$ reflect specularly from the mirror producing a single peak. (b) TE to TM intensity ratio 0.026, $\Delta\omega = 7$ MHz. Atoms polarized in $m_F = -2$ can be diffracted only into positive orders producing several peaks arriving earlier than the specular peak. (c) TE to TM ratio 0.026, $\Delta\omega = 16$ MHz. Atoms polarized in $m_F = +2$ can diffract only into negative orders during the bounce. All m_F levels are populated after diffraction.

takes place if both laser beams are polarized TM. In this case there is no coupling term between the internal states or different diffraction orders [23]. This situation thus corresponds to scalar diffraction at grazing incidence and thus is highly suppressed. Finally, we have verified that the separations of the peaks in the spectra correspond to energy transfers of integral multiples of $\hbar\Delta\omega$.

We have analyzed the diffraction probability P as a function of $\Delta\omega$ in the regime of low TE beam intensity, when only a single diffraction order is significantly populated. This simplifies the analysis since it should permit a comparison to the two level model discussed in Ref. [13]. To extract P from the time-of-flight data, we normalize the height of the central peak to that of a spectrum with no diffraction (TE intensity zero) and subtract the two spectra. We then fit the remaining peak by a Gaussian curve. We use the area of the fitted peak as a measure of the number of diffracted atoms and the total area of the spectrum as a measure of the total number of reflected atoms. Their ratio gives the experimental value of the diffraction probability. Figure 4 shows a plot of P vs $\Delta\omega$ with evident oscillations.

To compare the data to our model, we perform a calculation as in Ref. [13]. If one ignores the van der Waals

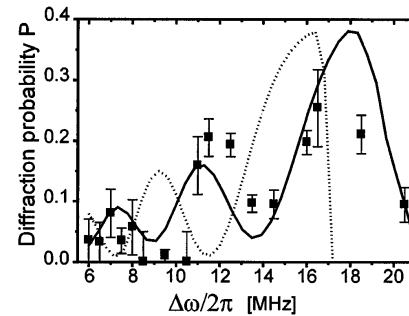


FIG. 4. Diffraction probability P vs $\Delta\omega$ in the low TE intensity (perturbative) regime. Error bars are rough visual estimates from the time-of-flight spectra. The solid curve is a prediction based on the Landau-Zener model including the van der Waals potential. The dotted line is the same calculation but neglecting the van der Waals potential.

potential it is possible to derive an analytic expression for $P(\Delta\omega)$ using the Landau-Zener formula and a Jeffreys-Wentzel-Kramers-Brillouin treatment of the phase accumulated during propagation on the individual exponential potential curves. The van der Waals potential modifies the potential curves and necessitates a numerical integration of the phase. A direct numerical solution of the Schrödinger equation including two m_F levels confirms this calculation. In addition, the fact that the laser beam is Gaussian means that the effect of the van der Waals potential is not the same at every point of the mirror [22]. Thus, we must perform an average over the mirror to accurately model the effect of the van der Waals potential. Finally, because the MOT has a finite spatial extent, the kinetic energy distribution of the atoms when they hit the mirror has a relative width of about 5%. The phase depends sensitively on the incident energy so that we must average over the initial energy distribution. The result is shown in Fig. 4, where we have rescaled the theoretical curve down by a factor of 2.4 (see below). We also show the theoretical prediction when all parameters are the same including the average over the initial energy distribution but ignoring the van der Waals potential. There is clearly a significant shift in the predicted curve in the presence of the van der Waals force as well as a loss of contrast due to the averaging over the mirror. Equally clearly, the phase of the oscillations fit much better to the van der Waals model.

In spite of the good agreement of the phase, our analysis indicates that the diffraction is less efficient than our theory predicts by about a factor of 2.4. One possible explanation for this discrepancy is an error in the TE to TM intensity ratio which would result in the same relative error in the diffraction probability. Our uncertainty in the ratio, however, is estimated to be about 30% (dominated by the uncertainty in the quality of the overlap of the Gaussian TE and TM beams). Another possible explanation may be the effect of spontaneous emission. The

calculated spontaneous emission probability per bounce is about 60% when one includes the modification of the spontaneous emission rate near the dielectric surface [24]. Spontaneous emission can have several effects. It causes an error in our normalization and also modifies the contrast of the interference fringes. Finally, the inclusion of five m_F levels in our theoretical model could modify the predicted diffraction efficiency. A quantitative theoretical investigation of these effects is in progress.

The mechanism we have demonstrated has several interesting ramifications. First, we have demonstrated an efficient large angle atomic beam splitter. The momentum transfer corresponding to $\hbar\Delta\omega$ for $\Delta\omega/2\pi = 18$ MHz is about $20\hbar k$ in our situation. Future applications of the beam splitter include interferometric measurements of gravitational gradients or rotation measurements. The phase of the oscillations themselves amount to an interferometric observation of the van der Waals interaction. Unlike our previous measurements [25], in which we measured only the height of the van der Waals potential at a specific distance, the oscillations depend on the potential along an extended path. Thus, it may be possible to study departures from the z^{-3} law due to retardation corrections as a function of z . This possibility bears some similarity to the situation analyzed in Ref. [26]. Finally, it is important to note that polarization effects such as these may be important in analyzing diffuse reflection of atoms propagating in hollow optical fibers [27]. As discussed in Ref. [13], scattered light can change polarization and lead to inelastic reflection as discussed above. Thus, multi-level atoms may be severely scattered in hollow fibers despite the grazing incidence geometry. On the other hand, knowledge of this mechanism may permit an appropriate choice of parameters (a $J = 0$ atom for example, or appropriate polarizations and atomic beam velocities) to avoid the kind of strong couplings demonstrated here.

We acknowledge useful discussions with C. Henkel and E. Cornell. This work was supported by the Région Ile de France, Ultimatech, DGA and EU Grant No. ERB FMRX-CT96-002. G.Zs.K.H. was supported by the Swiss National Science Foundation.

*Present address: Laboratoire de l'Horloge Atomique, 91405 Orsay, France.

[†]Unité associée au CNRS.

- [1] A. Erko, V. Aristov, and B. Vidal, *Diffraction X-ray Optics* (IOP Publishing, Bristol, 1996).
 [2] H. Kurz and H. Rauch, *Z. Phys.* **220**, 419 (1969).
 [3] J. Hajnal and G. Opat, *Opt. Commun.* **71**, 119 (1989).

- [4] B. Stenlake, I. Littler, H.-A. Bachor, K. Baldwin, and P. Fisk, *Phys. Rev. A* **49**, 16 (1994).
 [5] S. Feron *et al.*, *Phys. Rev. A* **49**, 4733 (1994).
 [6] R. Deutschmann, W. Ertmer, and H. Wallis, *Phys. Rev. A* **47**, 2169 (1993).
 [7] C. Henkel, J.-Y. Courtois, and A. Aspect, *J. Phys. II (France)* **4**, 1955 (1994).
 [8] M. Christ, A. Scholz, M. Schiffer, R. Deutchmann, and W. Ertmer, *Opt. Commun.* **107**, 211 (1994).
 [9] R. Brouri, R. Asimov, M. Gorlicki, S. Feron, J. Reinhardt, V. Lorent, and H. Haberland, *Opt. Commun.* **124**, 448 (1996).
 [10] C. M. Savage, D. Gordon, and T. C. Ralph, *Phys. Rev. A* **52**, 4741 (1995).
 [11] R. Deutschmann, W. Ertmer, and H. Wallis, *Phys. Rev. A* **48**, 4023 (1993).
 [12] D. Gordon and C. M. Savage, *Opt. Commun.* **130**, 34 (1996); **136**, 503 (1997).
 [13] C. Henkel, K. Moelmer, R. Kaiser, and C. Westbrook, *Phys. Rev. A* **56**, 9 (1997).
 [14] P. Martin, P. Gould, B. Oldaker, A. Miklich, and D. Pritchard, *Phys. Rev. A* **36**, 2495 (1987).
 [15] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon, Oxford, 1980), 6th ed., Chap. 12.
 [16] P. Martin, B. Oldaker, A. Miklich, and D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 515 (1988).
 [17] J.-M. Jonathan and M. May, *Opt. Commun.* **29**, 7 (1979).
 [18] T. Huang and K. Wagner, *J. Opt. Soc. B* **13**, 282 (1996).
 [19] E. Nikitin and S. Umanskii, *Theory of Slow Atomic Collisions* (Springer, Berlin, 1984).
 [20] W. Hamilton, A. Klein, G. Opat, and P. Timmins, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2770 (1987).
 [21] A. Steane, P. Szriftgiser, P. Desbiolles, and J. Dalibard, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4972 (1995). This work demonstrates diffraction from a time dependent potential. Note, however, that it is described by a scalar theory and is thus subject to the same limitations as discussed above.
 [22] A. Landragin, L. Cognet, G. Horvath, N. Westbrook, C. Westbrook, and A. Aspect, *Europhys. Lett.* **39**, 485 (1997).
 [23] In principle, $\Delta m_F = \pm 2$ transitions are possible in the presence of the σ^\pm polarizations in the two counter-propagating TM waves. At detunings large compared to the excited state hyperfine structure, however, atoms with $J = 1/2$ ground states cannot undergo such transitions.
 [24] J.-Y. Courtois, J.-M. Courty, and J. Mertz, *Phys. Rev. A* **53**, 1862 (1996).
 [25] A. Landragin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1464 (1996).
 [26] B. Segev, R. Côté, and M. Raizen, *Phys. Rev. A* **56**, 3350 (1997).
 [27] M. Renn, E. Donley, E. Cornell, C. Wieman, and D. Anderson, *Phys. Rev. A* **53**, 648 (1996); H. Ito, T. Nakata, K. Sakaki, M. Ohtsu, K. Lee, and W. Jhe, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4500 (1996).

Annexe F

Article paru en 1999 (étude de la rugosité d'un miroir magnétique)

Smoothing a current-carrying atomic mirror, Europhys. Lett. 81, (1999), pp. 538-544.

Annexe G

Article paru en 1999 (détection optique d'atomes sans émission spontanée)

Optical detection of cold atoms without spontaneous emission, Opt. Lett. 47, (1999), p. 1552-1554

Bibliographie

- [1] C. G. Aminoff, A. M. Steane, P. Bouyer, P. Desbiolles, J. Dalibard, and C. Cohen-Tannoudji, “Cesium Atoms Bouncing in a Stable Gravitational Cavity”, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3083 (1993).
- [2] C. V. Saba, P. A. Barton, M. G. Boshier, I. G. Hughes, P. Rosenbusch, B. E. Sauer, and E. A. Hinds, “Reconstruction of a Cold Atom Cloud by Magnetic Focusing”, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 468 (1999).
- [3] G. Timp, R. E. Behringer, D. Tennant, J. E. Cunningham, M. Prentiss, and K. K. Berggren, “Using light as a lens for submicron, neutral-atom lithography”, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 4689 (1992).
- [4] S. Nowak, T. Pfau, and J. Mlynek, “Nanolithography with Metastable Helium”, *Appl. Phys. B* **63**, 203 (1996).
- [5] R. Gupta, J. J. McClelland, R. J. Celotta, and P. Marte, “Raman induced avoided crossings in adiabatic optical potentials : observation of $\lambda/8$ spatial frequency in the distribution of atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4689 (1996).
- [6] H. Wallis, J. Dalibard, and C. Cohen-Tannoudji, “Trapping Atoms in a Gravitational Cavity”, *Appl. Phys. B* **54**, 407 (1992).
- [7] P. Szriftgiser, D. Guery-Odelin, M. Arndt, and J. Dalibard, “Atomic wave diffraction and interference using temporal slits”, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4 (1996).
- [8] C. Henkel, A. M. Steane, R. Kaiser, and J. Dalibard, “A modulated mirror for atomic interferometry”, *J. Phys. II* **4**, 1877 (1994).
- [9] C. J. Borde, “Atomic interferometry with internal state labelling”, *Phys. Lett. A* **140**, 10 (1989).
- [10] M. Kasevich and S. Chu, “Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer”, *Appl. Phys. B* **54**, 321 (1992).
- [11] T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. Kasevitch, “Precision rotation measurements with an atom interferometer gyroscope”, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2046 (1997).
- [12] J. V. Hajnal and G. I. Opat, “Diffraction of atoms by a standing evanescent light wave - a reflection grating for atoms”, *Opt. Commun.* **71**, 119 (1989).
- [13] M. Christ, A. Scholz, M. Schiffer, R. Deutchmann, and W. Ertmer, “Diffraction and reflection of a slow metastable neon beam by an evanescent light grating”, *Opt. Commun.* **107**, 211 (1994).

- [14] R. Brouri, R. Asimov, M. Gorlicki, S. Feron, J. Reinhardt, V. Lorent, and H. Haberland, "Thermal atom beam splitting by an evanescent standing wave", *Opt. Commun.* **124**, 448 (1996).
- [15] R. Deutschmann, W. Ertmer, and H. Wallis, "Reflection and diffraction of atomic de Broglie waves by an evanescent laser wave", *Phys. Rev. A* **47**, 2169 (1993).
- [16] A. Landragin, L. Cognet, G. Z. K. Horvath, C. Westbrook, N. Westbrook, and A. Aspect, "A thin phase grating at normal incidence", *Europhys. Lett.* **39**, 485 (1997).
- [17] L. Cognet, V. Savalli, G. Z. K. Horvath, D. Holleville, R. Marani, N. Westbrook, C. Westbrook, and A. Aspect, "Atomic interference in grazing incidence diffraction from an evanescent wave mirror", *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5044 (1998).
- [18] P. Rosenbusch, B. V. Hall, I. G. Hughes, C. V. Saba, and E. A. Hinds, "Manipulation of cold atoms using a corrugated magnetic reflector", *Phys. Rev. A* **61**, 31404 (2000).
- [19] J. J. Berkhout, O. J. Luiten, I. D. Setija, T. W. Hijmans, T. Mizusaki, and J. Walraven, "Quantum reflection : focusing of hydrogen atoms with a concave mirror", *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1689 (1989).
- [20] T. W. Hijmans, J. T. M. Walraven, and G. V. Shlyapnikov, "Influence of the substrate on the low-temperature limit of the sticking probability of hydrogen atoms on the He films", *Phys. Rev. B* **45**, 2561 (1992).
- [21] A. Lahee and P. Toennies, "Surface studies on the rebound", *Physics World* **61** (1993).
- [22] A. Landragin, G. Labeyrie, C. Henkel, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Westbrook, and A. Aspect, "Specular versus diffuse reflection of atoms from an evanescent-wave mirror", *Opt. Lett.* **21**, 1591 (1996).
- [23] I. G. Hughes, P. A. Barton, T. Roach, and E. A. Hinds, "Atom optics with magnetic surfaces : II. Microscopic analysis of the floppy disk", *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **30**, 2119 (1997).
- [24] L. Cognet *et al.*, "Smoothing a current-carrying atomic mirror", *Europhys. Lett.* **47**, 538 (1999).
- [25] M. Drndic *et al.*, "Properties of microelectromagnet mirrors as reflectors of cold Rb atoms", *Phys. Rev. A* **60**, 4012 (1999).
- [26] M. Drndic, K. S. Johnson, J. H. Thywissen, M. Prentiss, and R. M. Westervelt, "Microelectromagnets for atom manipulation", *Appl. Phys.* **72**, 2906 (1998).
- [27] D. Lau, A. Sidorov, G. Opat, R. M. Lean, W. Rowlands, and P. Hannaford, "Reflection of cold atoms from an array of current-carrying wires", *Eur. Phys. J. D.* **5**, 193 (1999).
- [28] K. Bongs, S. Burger, G. Birkl, K. Sengstock, W. Ertmer, K. Rzazewski, A. Sanpera, and M. Lewenstein, "Coherent evolution of bouncing Bose-Einstein Condensates", *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3577 (1999).
- [29] P. Rosenbusch, J. A. Retter, B. V. Hall, E. A. Hinds, F. Lison, D. Haubrich, and D. Meschede, "Reflection of cold atoms by a cobalt single crystal", *Appl. Phys. B* **70**, 661 (2000).

-
- [30] L. Cognet, Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 1999.
- [31] R. Cook and R. Hill, “An electromagnetic mirror for neutral atoms”, *Opt. Commun.* **43**, 258 (1982).
- [32] A. Landragin, Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 1997.
- [33] J. V. Zanthier, Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 1995.
- [34] M. Born and E. Wolf, *Principle of Optics*, 6th ed. (Pergamon Oxford, 1980), p. 40.
- [35] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Processus d’interaction entre photons et atomes* (InterEditions/Editions du CNRS, 1988).
- [36] D. Gordon and A. Ashkin, “Motion of atoms in a radiation trap”, *Phys. Rev. A* **21**, 1606 (1980).
- [37] C. Cohen-Tannoudji, Cours donnés au collège de France, 1991-92.
- [38] A. Messiah, *Mécanique quantique tome I*. (Edition Dunod, 1995), p. 194.
- [39] J. E. Lennard-Jones, “Processes of adsorption and diffusion on solid surfaces”, *Opt. Commun.* **28**, 333 (1932).
- [40] H. B. G. Casimir and D. Polder, “The influence of retardation on the London-van der Waals forces”, *Phys. Rev.* **73**, 360 (1948).
- [41] Y. Tikochinsky and L. Spruch, “Retarded electric and magnetic Casimir interaction of a polarizable system and a dielectric permeable wall”, *Phys. Rev. A* **48**, 4223 (1993).
- [42] S. Haroche, *Fundamental system in Quantum Optics (Les Houches, Sessions LIII)* (édité par J. Dalibard, J.-M. Raymond et J. Zinn-Justin (North-Holland, Amsterdam), 1992), p. 767.
- [43] A. Landragin, J.-Y. Courtois, G. Labeyrie, N. Vansteenkiste, C. Westbrook, and A. Aspect, “Measurement of the van der Waals force in an atomic mirror”, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1464 (1996).
- [44] R. Marani, L. Cognet, V. Savalli, N. Westbrook, C. I. Westbrook, and A. Aspect, “Using atomic interference to probe atom-surface interactions”, *Phys. Rev. A* **61**, 053402 (2000).
- [45] C. Henkel, Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 1996.
- [46] J. M. Bennett and L. Mattsson, *Introduction to surface roughness and scattering*, 2nd ed. (Optical Society of America, 1999).
- [47] P. Roche and E. Pelletier, “Characterizations of optical surfaces by measurement of scattering distribution”, *Appl. Opt.* **23**, 3561 (1984).
- [48] J. Shen and A. Maradudin, “Multiple scattering of waves from random rough surfaces”, *Phys. Rev. B* **22**, 4234 (1980).
- [49] N. Garcia and M. Nieto-Vesperinas, “Rough surface retrieval from the specular intensity of multiply scattered waves”, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3645 (1993).

- [50] P. Debye, “Interferenz von Röntgenstrahlen und Wärmebewegung”, *Ann. Phys.* **43**, 49 (1914).
- [51] C. Henkel, K. Molmer, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. I. Westbrook, and A. Aspect, “Diffuse reflection at a rough mirror”, *Phys. Rev. A* **55**, 1160 (1997).
- [52] G. Zabow, M. Drndic, J. H. Thywissen, K. S. Johnson, R. M. Westervelt, and M. Prentiss, “Improving the specularly of an electromagnetic mirror for atoms”, *Eur. Phys. J. D.* **7**, 351 (1999).
- [53] G. Labeyrie, A. Landragin, J. V. Zanthier, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. I. Westbrook, and A. Aspect, “Detailed study of a high-finesse planar waveguide for evanescent wave atomic mirrors”, *Quantum. Semiclass. Opt* **8**, 603 (1996).
- [54] G. Labeyrie, Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 1998.
- [55] C. Henkel, J.-Y. Courtois, and A. Aspect, “Atomic diffraction by a thin phase grating”, *J. Phys. II* **4**, 1955 (1994).
- [56] J. Reichel, F. Bardou, M. B. Dahan, E. Peik, S. Rand, C. Salomon, and C. Cohen-Tannoudji, “Raman cooling of Cesium below 3 nK : new approach inspired by Lévy flight statistics”, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4575 (1995).
- [57] M. Kasevich, “Atomic velocity Selection Using Stimulated Raman transitions”, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2297 (1991).
- [58] K. Moler, D. S. Weiss, M. Kasevich, and S. Chu, “Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions”, *Phys. Rev. A* **45**, 342 (1992).
- [59] M. A. Kasevich, Degree of doctor of philosophy, Université Stanford, 1992.
- [60] J. Reichel, Thèse de doctorat, Université de Paris VI, 1996.
- [61] F. J. Harris, “On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier transform”, *Proceedings of the IEEE* **66**, 51 (1978).
- [62] G. Grynberg, A. Aspect, and C. Fabre, *Introduction aux lasers et à l’optique quantique*, 1ère ed. (Ellipses, 1997).
- [63] Y. B. Ovchinnikov, I. Manek, and R. Grimm, “Surface trap for Cs atoms based on evanescent-wave cooling”, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2225 (1997).
- [64] J. Söding, R. Grimm, and Y. B. Ovchinnikov, “Gravitational laser trap for atoms with evanescent-wave cooling”, *Opt. Commun.* **119**, 652 (1995).
- [65] P. Desbiolles, M. Arndt, P. Szriftgiser, and J. Dalibard, “Elementary Sisyphus process close to a dielectric surface”, *Phys. Rev. A* **54**, 4292 (1996).
- [66] W. Seifert, C. S. Adams, V. I. Balykin, C. Heine, Y. Ovchinnikov, and J. Mlynek, “Reflection of metastable argon atoms from an evanescent wave”, *Phys. Rev. A* **49**, 3814 (1994).
- [67] D. Voigt, B. Wolschrijn, R. Jansen, N. Bhattacharya, R. J. C. Spreeuw, and H. B. van Linden van den Heuvell, “Observation of radiation pressure exerted by evanescent waves”, *Phys. Rev. A* **61**, 063412/1 (2000).

- [68] P. Desbiolles, M. Arndt, P. Szriftgiser, and J. Dalibard, "Dissipative atom optics", *J. Mod. Opt.* **44**, 1827 (1997).
- [69] J. Y. Courtois, J. M. Courty, and J. Mertz, "Internal dynamics of multi-level atoms near a vacuum-dielectric interface.", *Phys. Rev. A* **53**, 1862 (1996).
- [70] A. Landragin, Rapport de stage, Ecole Supérieure d'Optique, 1993.
- [71] B. Desruelle, Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 1999.
- [72] J. Prodan, A. Migdall, W. D. Phillips, I. S. H. Metcalf, and J. Dalibard, "Stopping atoms with laser light", *Phys. Rev. Lett.* **54**, 992 (1985).
- [73] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, and M. Zhu, "Laser manipulation of atomic beam velocities : demonstration of stopped atoms and velocity reversal", *Phys. Rev. Lett.* **54**, 996 (1985).
- [74] C. Salomon and J. Dalibard, "Limiting temperature of a cesium atomic beam decelerated by laser diode", *C.R. Acad. Sci. Paris t.306*, 1319 (1988).
- [75] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, "Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure", *Phys. Rev. Lett.* **59**, 407 (1987).
- [76] W. Phillips, *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", course CXXXI* (IOS Press, Amsterdam, 1996).
- [77] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, "Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models", *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989).
- [78] P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis, and S. Chu, "Optical molasses and multilevel atoms : theory", *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2058 (1989).
- [79] G. P. Barwood, P. Gill, and W. R. C. Rowley, "Frequency Measurements on Optically Narrowed Rb-Stabilised Laser Diodes at 780 nm and 795 nm", *Appl. Phys. B* **53**, 142 (1991).
- [80] P. Desbiolles and J. Dalibard, "Une cavité gravitationnelle pour atomes", *Revue Scientifique et Technique de la Défense.* **21**, 105 (1997).
- [81] G. C. Bjorklund, "Frequency-modulation spectroscopy : a new method for measuring weak absorptions and dispersions", *Opt. Lett.* **5**, 15 (1980).
- [82] J. A. Silver, "Frequency-modulation spectroscopy for trace species detection : theory and comparison among experimental methods", *Appl. Opt.* **21**, 1595 (1992).
- [83] F. S. Pavone and M. Inguscio, "Frequency-and Wavelength-Modulation spectroscopies : Comparison of Experimental Methods Using an AlGaAs Diode laser", *Appl. Phys. B* **B56**, 118 (1993).
- [84] P. Berman, *Atom Interferometry*, san diego calif. ed. (Academic, 1997).
- [85] M. R. Andrews, M. O. Mewes, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, "Direct, Nondestructive observation of a Bose Condensate", *Science.* **273**, 84 (1996).
- [86] C. C. Bradley, C. A. Sackett, and R. G. Hulet, "Bose-Einstein Condensation of Lithium : Observation of Limited Condensate Number", *Phys. Rev. Lett.* **78**, 985 (1997).

- [87] S. L. Rolston and W. D. Phillips, "Imaging Bose Einstein Condensates : How Destructive is Non-destructive Imaging?", *en préparation* .
- [88] H. z. Cummins and H. L. Swinney, *Progress in Optics*, p.133 ed. (E. wolf, 1970).
- [89] A. Aspect, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, P. Vignolo, and C. I. Westbrook, "Nondestructive detection of atoms bouncing on an evanescent wave", *Phys. Rev. A* **52**, 4704 (1995).