Les miroirs à atomes

Nathalie Westbrook

▶ **To cite this version:**

Nathalie Westbrook. Les miroirs à atomes. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2000. tel-00371942

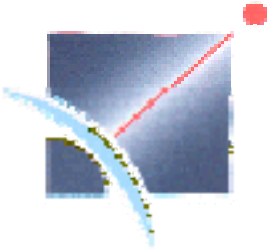
HAL Id: tel-00371942
https://theses.hal.science/tel-00371942

Submitted on 30 Mar 2009

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

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

Université Paris-XI
UFR scientifique d'Orsay
Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique



Mémoire en vue de
l'habilitation à diriger des recherches
présenté par :

Nathalie Westbrook

Sujet :

Les miroirs à atomes

Soutenance prévue le 15 décembre 2000 à Orsay, devant un jury composé de :

Alain Aspect	rapporteur
Jacques Baudon	rapporteur
Jean Dalibard	
Pierre Pillet	
Jean-Paul Pocholle	
William D. Phillips	rapporteur

Plan général de l'habilitation

INTRODUCTION GENERALE 1

LES MIROIRS A ATOMES 2

PLAN DETAILLE 2
INTRODUCTION 3
1. LE MAINTIEN DE LA COHERENCE 6
2. LE MIROIR A ATOMES : UNE NANOSONDE D'EFFETS DE SURFACE 32
CONCLUSION ET PERSPECTIVES 48
RAPPEL DES REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES CITEES DANS LE TEXTE 49
BIBLIOGRAPHIE PLUS COMPLETE SUR LES MIROIRS A ATOMES 52
REPRODUCTION DE CERTAINES PUBLICATIONS 57

AUTRES ASPECTS DE MON TRAVAIL D'ENSEIGNANT-CHERCHEUR 205

CURRICULUM VITAE 206
LISTE COMPLETE DES PUBLICATIONS 207
TRAVAUX D'ENCADREMENT 210
ENSEIGNEMENT 211
AUTRES RESPONSABILITES ET ACTIVITES COLLECTIVES 212

Introduction générale

Ce mémoire est essentiellement consacré aux travaux de recherche sur les miroirs à atomes auxquels j'ai participé au sein du groupe d'Optique Atomique depuis sa création et ma nomination en tant qu'enseignant-chercheur, en 1991. Une première partie tente de faire la synthèse de ces travaux en dégageant deux grandes lignes directrices. Les principales publications associées à ce travail sont ensuite reproduites par thème, afin de permettre au lecteur de retrouver des descriptions plus détaillées. Une bibliographie plus complète sur les miroirs à atomes est également donnée en annexe.

En fin de volume sont présentés brièvement les autres aspects de mon travail d'enseignant-chercheur. Ma contribution à des travaux de recherche autres que les miroirs à atomes y est présentée, notamment aux travers d'une liste complète de publications et de travaux d'encadrement. J'ai également essayé de donner en une page un aperçu de mon travail d'enseignement. Celui-ci représente une part importante de mon travail, et j'ai essayé ici de dégager deux aspects qui me paraissent relever de cette habilitation : l'évolution du contenu de cet enseignement et les liens qu'il entretient avec mon travail de recherche, sources de grandes satisfactions personnelles. Enfin sur une dernière page, j'ai indiqué les autres activités collectives auxquelles je participe et qui me paraissent compléter utilement mon travail d'enseignant-chercheur.

Les miroirs à atomes

Plan détaillé

INTRODUCTION **3**

1. LE MAINTIEN DE LA COHERENCE **6**

1.1. PRINCIPE DU MIROIR A ONDE EVANESCENTE ET REDUCTION DE L'EMISSION SPONTANEE 6
1.2. EXALTATION DES ONDES EVANESCENTES 9
1.3. EFFET DE LA RUGOSITE DE LA SURFACE 12
1.4. EFFET D'UNE « RUGOSITE CONTROLEE » DU POTENTIEL : DIFFRACTION D'ATOMES EN INCIDENCE NORMALE SUR UN PROFIL SINUSOÏDAL. 15
1.5. CAS DE L'INCIDENCE RASANTE 18
1.5.1 Suppression de la diffraction scalaire *19*
1.5.2 Diffraction vectorielle inélastique *20*
1.6. CAS DES MIROIRS MAGNETIQUES 23
1.7. CARACTERISATION DE LA COHERENCE EN TERMES DE FRACTION D'ATOMES DIFFUSES 28

2. LE MIROIR A ATOMES : UNE NANOSONDE D'EFFETS DE SURFACE **32**

2.1. SONDER L'INTERACTION DE VAN DER WAALS ENTRE L'ATOME DANS SON ETAT FONDAMENTAL ET LA PAROI DIELECTRIQUE 32
2.1.1. Rappels sur l'interaction de van der Waals atome-paroi et état de l'art *32*
2.1.2. Effet de l'interaction de van der Waals dans un miroir atomique à onde évanescente *33*
2.1.3. Mesure de la force de van der Waals à partir du seuil de réflexion d'un miroir atomique *34*
2.1.4. Effet de l'interaction de van der Waals dans la diffraction atomique en incidence normale *36*
2.1.5. Mesure interférométrique de l'interaction de van der Waals dans l'onde évanescente *38*
2.1.6. Bilan et perspectives *42*
2.2. SONDER LA RUGOSITE D'UNE SURFACE DIELECTRIQUE A L'ECHELLE SUBNANOMETRIQUE 43
2.2.1. Quelle information peuvent nous donner les atomes et avec quelle sensibilité ? *43*
2.2.2. Mesure de l'élargissement du nuage atomique pour différents substrats *44*
2.2.3. Lien entre la largeur du nuage atomique et la rugosité de la surface *45*
2.2.4. Perspectives *47*

CONCLUSION ET PERSPECTIVES **48**

RAPPEL DES REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES CITEES DANS LE TEXTE **49**

BIBLIOGRAPHIE PLUS COMPLETE SUR LES MIROIRS A ATOMES **52**

REPRODUCTION DE CERTAINES PUBLICATIONS **57**

Introduction

Ce mémoire synthétise l'ensemble des travaux que nous avons réalisés sur les miroirs atomiques depuis neuf ans. Beaucoup de résultats inattendus ont été obtenus au cours de ces années, et les priorités ont évolué en conséquence. Deux grandes lignes se dégagent pourtant de ces multiples résultats. Tout d'abord, on y retrouve la préoccupation du maintien de la cohérence de l'onde atomique lors de la réflexion, qui nous animait depuis les débuts du groupe. Nous avons beaucoup progressé dans cette voie, avec une meilleure compréhension des phénomènes affectant cette cohérence et la mise en œuvre de méthodes de tests très sensibles. L'expertise que nous avons acquise dans ce domaine est intéressante à l'heure où l'on envisage l'utilisation d'atomes piégés au voisinage de surfaces comme base de stockage d'information quantique. L'autre aspect de nos travaux qui s'est révélé à de nombreuses reprises, est le fait que l'on puisse utiliser des atomes rebondissant sur un miroir atomique comme nanosondes d'effets liés à la présence de cette surface. Dans ce domaine nous avons obtenu un beau résultat sur la mesure de la force de van der Waals, et nous avons surtout montré les potentialités : mesure d'effets de retard dans l'interaction de van der Waals, mesure de rugosité de surface à l'échelle nanométrique.

Plutôt que de faire une présentation chronologique, que l'on pourra retrouver au travers de la liste des articles publiés, nous avons donc choisi ici de mettre en perspective les travaux que nous avons réalisés dans le cadre de ces deux thèmes. Ceci nous conduira parfois à adopter un point de vue différent de celui qui a pu être mis en avant lors de la rédaction des publications, en particulier dans le cas des expériences de diffraction d'atomes qui ne seront abordées ici que comme une illustration de processus pouvant induire des pertes de cohérence si tous les paramètres ne sont pas bien contrôlés (alors que bien sûr la diffraction en elle-même réalise une séparatrice cohérente). Nous serons également amené à faire référence plusieurs fois à la même expérience sous des aspects différents, par exemple l'existence de la réflexion diffuse, néfaste si l'on souhaite maintenir la cohérence de l'onde atomique, utile si l'on veut en tirer des informations sur la rugosité de la surface. Enfin certains travaux pourtant intéressants ne seront pas ou peu évoqués, comme la détection sans émission spontanée du déphasage atomique en temps de vol ou lors de la réflexion, car ils n'ont pas encore été suffisamment développés pour amener des informations nouvelles sur les miroirs à atomes.

Ce choix de présentation nous a permis d'avoir une réflexion nouvelle sur l'ensemble de nos résultats et sur les perspectives. Nous espérons également qu'elle renforcera la cohérence (du manuscrit) et rendra la lecture agréable.

La première ligne directrice de ce travail avait été fixée lors du lancement de notre programme de recherche : il s'agissait de transformer les miroirs à atomes, dont le principe avait été déjà démontré, en de véritables composants optiques de qualité, en particulier capables de maintenir la cohérence de l'onde atomique réfléchie. La suppression de l'émission spontanée semblait en être la clé, mais nous avons découvert que la rugosité de la surface, ou du potentiel en général, était tout aussi importante. Le contrôle du maintien de la cohérence est devenu crucial même pour de nouveaux types de miroirs apparus depuis et exempts d'émission spontanée (miroirs magnétiques, nappes de lumière très fortement désaccordées). Nous disposons d'une avance dans ce domaine grâce aux efforts portés sur la mise en œuvre de méthodes de détection de plus en plus sensibles. Chacun de nos progrès dans ce domaine s'est accompagné de la découverte de nouveaux effets et d'une amélioration de nos miroirs (meilleur poli du substrat, suppression de lumière parasite, contrôle de la polarisation…).

De façon plus inattendue, le miroir à onde évanescente s'est révélé une remarquable sonde d'effets induits par la proximité de la surface de verre. Découverte via l'étude détaillée du comportement des atomes à la réflexion, cette sensibilité se comprend facilement a posteriori.

Lors de la réflexion, l'atome s'approche à une centaine de nanomètres de la surface, d'une façon contrôlée par l'intensité du faisceau laser créant l'onde évanescente. A une telle distance, il est fortement soumis à l'attraction de van der Waals exercée par le diélectrique. Ceci nous a permis de réaliser la première mesure directe de cette force et de mettre en évidence l'existence des effets de retard prédits par l'électrodynamique quantique. Toutes les expériences qui ont suivi (diffraction en incidence normale ou rasante) ont confirmé la grande sensibilité de la réflexion d'atomes à l'interaction de van der Waals. Elles ont également permis de suggérer des voies pour un test quantitatif de la loi de Casimir Polder pour l'interaction de van der Waals à plus longue portée.

En pénétrant dans une onde évanescente créée à la surface d'un substrat en verre, l'atome est également une sonde du champ proche optique, et par conséquent de la rugosité du substrat. Il suffit d'une perturbation d'une fraction de la longueur d'onde de de Broglie,

soit moins d'un nanomètre, pour induire de la diffusion de l'onde atomique. C'est ce que nous avons mis en évidence dans deux expériences de réflexion et de diffraction d'atomes en 1996. Néfaste pour le maintien de la cohérence, cette sensibilité est intéressante pour des caractérisations de substrats optiques de haute qualité (utilisés dans les gyromètres laser, les cavités résonnantes de très haute finesse, ou l'interféromètre gravitationnel VIRGO). Par rapport aux sondes locales de type microscopie en champ proche, le nuage atomique est constitué d'une multitude de nanosondes qui testent une surface de l'ordre du mm^2. On peut donc obtenir une information statistique globale sur la surface, de type densité spectrale de rugosité. L'étude des composantes spéculaire et diffuse du nuage d'atomes réfléchis, rendue possible par notre nouvelle méthode de préparation et détection des atomes par transition Raman, doit nous permettre d'y accéder.

Nous allons revenir sur ces deux aspects de nos travaux de façon plus détaillée, en montrant comment ils apparaissent dans les différentes expériences que nous avons réalisées et en développant les perspectives.

1. Le maintien de la cohérence

1.1. Principe du miroir à onde évanescente et réduction de l'émission spontanée

Dans un miroir à onde évanescente (cf Fig. 1), la réflexion est basée sur la force dipolaire exercée par un faisceau laser sur un atome neutre lorsque le champ électrique du laser varie spatialement. Cette force peut s'interpréter comme le gradient du déplacement lumineux des niveaux d'énergie de l'atome en présence du champ électromagnétique. Si le désaccord du laser est grand devant la largeur de raie atomique et devant la fréquence de Rabi, on peut considérer que l'atome reste dans son état fondamental et que seul compte le déplacement lumineux de cet état. Dans le cas d'une onde évanescente dont le champ électrique décroît avec une longueur caractéristique κ^{-1}, le potentiel dipolaire s'écrit :

$$U_{dip} \propto \frac{I}{\Delta} e^{-2\kappa z}$$

I est définie de façon analogue à une intensité, à partir du module carré du champ électrique de l'onde évanescente à la surface (z=0), et $\Delta=\omega_L-\omega_0$ est le désaccord du laser par rapport à la résonance atomique, choisi positif pour que le potentiel dipolaire soit répulsif.

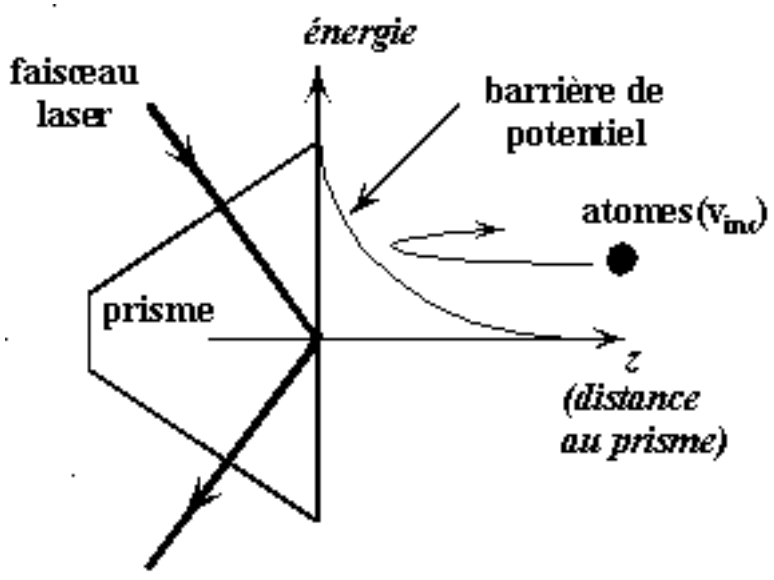


Fig. 1 : Schéma de principe de la réflexion d'atomes sur un miroir à onde évanescente. Un faisceau laser en réflexion totale interne crée une onde évanescente à la surface d'un prisme. Pour une fréquence du laser supérieure à celle de la résonance atomique (désaccord positif), l'onde évanescente produit un potentiel dipolaire répulsif pour les atomes. Si les atomes ont une énergie cinétique incidente inférieure au maximum du potentiel, ils seront réfléchis. On a représenté ici à la fois la géométrie (laser, prisme) et les énergies en jeu. En pratique dans notre expérience, la surface du prisme est horizontale et les atomes tombent sur le miroir sous l'effet de la gravité.

Oublions dans un premier temps le potentiel attractif de van der Waals. Si les atomes incidents ont une énergie cinétique inférieure à la valeur maximale du potentiel dipolaire, ils seront réfléchis. Si l'on prend l'exemple du rubidium, il faut des atomes assez lents (0.54m/s, vitesse acquise après 15mm de chute) pour qu'un faisceau laser d'intensité $I=10W/cm^2$ désaccordé de $\Delta=1GHz$ puisse les faire rebondir. Un tel désaccord va toutefois induire une probabilité d'émission spontanée non négligeable, de l'ordre de 50%, qui n'est pas prise en compte ici. Cette émission spontanée va induire un recul aléatoire de l'atome lors du rebond et donc une perte de cohérence pour l'ensemble de l'onde atomique réfléchie. La probabilité d'émission spontanée variant en I/Δ^2, il est possible de la réduire en s'éloignant de résonance, mais alors il faut augmenter l'intensité du laser dans les mêmes proportions pour maintenir la condition de réflexion des atomes. Pour des atomes de vitesse incidente v_{in} (composante perpendiculaire à la surface du prisme), le nombre moyen d'émissions spontanées par rebond, intégré le long de la trajectoire dans l'onde évanescente, peut s'écrire:

$$P_{sp} = \frac{\Gamma}{\Delta}\frac{Mv_{in}}{\hbar\kappa}$$

La dépendance en I n'apparaît plus explicitement puisque la valeur de v_{in}, donc de l'énergie cinétique incidente, fixe la valeur de l'intensité explorée par l'atome au cours de son rebond. On trouve donc que pour réduire l'émission spontanée à 1% sur des atomes de vitesse $v_{in}=0.54m/s$, il faudra $\Delta=50GHz$ et donc $I=500W/cm^2$.

Remarquons que si nous prenons en compte l'interaction de van der Waals, l'intensité nécessaire pour faire rebondir les atomes est encore augmentée, d'un facteur 3 pour les paramètres des exemples précédents. En effet, le potentiel attractif vient contrecarrer l'effet du potentiel dipolaire à courte distance, conduisant à un maximum de potentiel moins élevé et situé à une distance non nulle de la surface (cf Fig. 2).

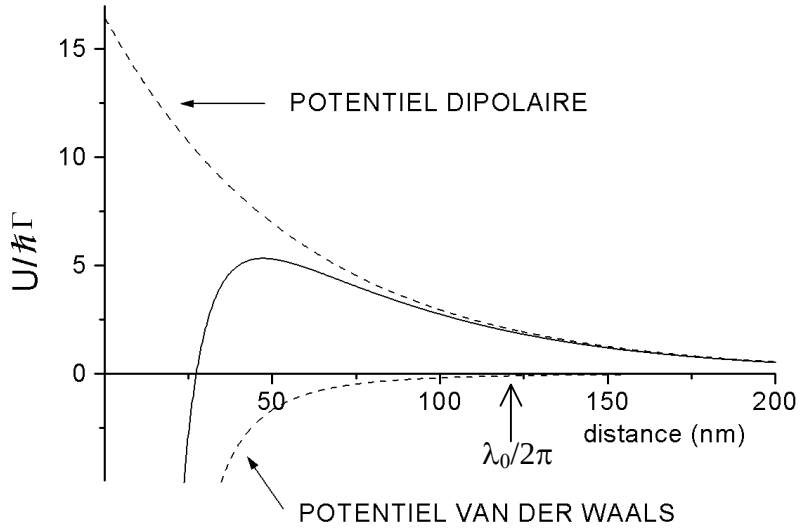


Fig. 2 (extraite de [WWL 98]): Allure des différents potentiels mis en jeu lors de la réflexion d'atomes sur une onde évanescente en fonction de la distance z à la surface du prisme en nanomètres. Le potentiel total est la somme du potentiel dipolaire (exponentiel et répulsif) et du potentiel de van der Waals (attractif). Les paramètres ont été choisis pour que le maximum du potentiel total corresponde à l'énergie cinétique des atomes de Rubidium tombant d'une hauteur de 15mm, soit $E_{in}=5{,}3\hbar\Gamma$ ($\Gamma/2\pi$=6MHz est la largeur de raie de la transition atomique). Le maximum du potentiel dipolaire doit alors être trois fois plus grand, soit $15{,}3\hbar\Gamma$. On a fixé ici la décroissance de l'onde évanescente par $\kappa=1.08k_0$. On pourra trouver le lien entre le maximum du potentiel dipolaire et celui du potentiel total pour d'autres conditions expérimentales dans la référence ***[Lan97]***.

Le nombre moyen d'émissions spontanées augmente lui aussi du fait de la modification, d'une part de la trajectoire de l'atome dans l'onde évanescente, d'autre part de la durée de vie de l'état excité [CCM96]. Cette augmentation est d'autant plus forte que l'atome s'approche de la surface au cours du rebond (elle vaut typiquement 50% pour nos expériences où nous n'étions pas loin des conditions limites de réflexion).

Finalement on va toujours avoir intérêt à augmenter l'intensité disponible afin d'augmenter le désaccord et la distance de rebond, et ainsi réduire le taux d'émission spontanée lors de la réflexion.

[Lan97] A. Landragin, thèse de doctorat de l'Université Paris-Sud « réflexion d'atomes sur un miroir à onde évanescente : mesure de la force de van der Waals et diffraction atomique », 19 décembre 1997.

[CCM96] J.Y. Courtois, J.M. Courty, J. Mertz, *Phys. Rev. A*53, 1862 (1996).

1.2. Exaltation des ondes évanescentes

Dès la création de notre groupe, nous avons cherché le moyen d'augmenter le champ électrique dans l'onde évanescente et exploré différentes méthodes d'exaltation. Nous allons rappeler brièvement ici les méthodes que nous avons envisagées mais pas poursuivies (cavités résonnantes incluant le prisme à réflexion totale et plasmons de surface) pour nous attarder plus longuement sur les résultats que nous avons obtenus avec les guides d'onde diélectriques.

Les cavités résonnantes que nous avons testées consistaient en le prisme lui-même, dont nous avions couvert les deux autres faces de traitements réfléchissants (cf Fig. 3). La surtension ainsi créée à l'intérieur du prisme induisait alors par continuité une exaltation de l'onde évanescente. Toutefois les défauts de « parallélisme » entre les trois miroirs plans de cette cavité (i.e. le fait que les trois normales aux miroirs ne soient pas dans un même plan) ne nous ont pas permis d'atteindre des surtensions supérieures à 30.

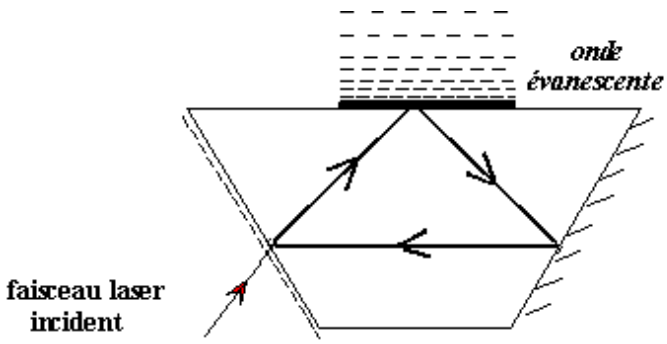


Fig. 3 : Exaltation de l'onde évanescente par une cavité résonnante incluant la réflexion totale. C'est le prisme lui-même qui joue pour le laser le rôle de cavité à trois miroirs. Des traitements diélectriques ont été déposés sur les deux faces qui ne sont pas en réflexion totale. La surtension à l'intérieur du prisme induit par continuité une exaltation de l'onde évanescente. Ce système n'a pas été retenu car les surtensions étaient limitées à 30, à cause de défauts de forme de la cavité.

Dans le même ordre d'idée, nous avons également envisagé l'insertion de la réflexion totale à l'intérieur de la cavité laser elle-même (de la même façon qu'on réalise du doublage de fréquence intracavité). Les difficultés de réglage restent importantes, du fait de la position du prisme à réflexion totale dans une enceinte à vide. Une voie intéressante consisterait en l'utilisation de laser en optique intégrée, à adapter probablement à l'utilisation de l'onde évanescente à la surface du guide. Ceci n'a pas été exploré expérimentalement faute de laser en optique intégrée disponible à la longueur de résonance des atomes de rubidium (780nm). L'utilisation de niobate de lithium dopé au néodyme pourrait par contre convenir pour réfléchir des atomes d'hélium (1.083μm) et serait une voie intéressante à explorer.

Plusieurs groupes ont utilisé les plasmons pour exalter les ondes évanescentes, pour permettre la réflexion d'un jet atomique en incidence rasante [FRL12] [SAB94] ou l'utilisation de diodes lasers peu puissantes [EWH93]. Cette technique est simple à réaliser (une simple couche métallique de quelques angströms dans laquelle on excite une résonance plasmon par une onde évanescente) et permet des surtensions élevées. Toutefois l'absorption dans le métal interdit l'utilisation d'intensités incidentes élevées. Nous avons privilégié l'utilisation de guides diélectriques car les pertes proviennent alors essentiellement de la diffusion et peuvent être beaucoup plus faibles.

La structure que nous avons retenue est schématisée sur la Fig. 4. Une couche mince de TiO_2 joue le rôle de guide d'onde. Afin de coupler la lumière dans ce guide, une couche intermédiaire de bas indice (SiO_2) est déposée entre la surface du prisme et le guide. Le couplage est effectué par réflexion totale interne, entre le prisme (d'indice élevé) et la couche de SiO_2. En réalité on ne cherche pas à faire propager véritablement de la lumière dans le guide d'onde, mais à profiter de la surtension à l'intérieur de ce guide.

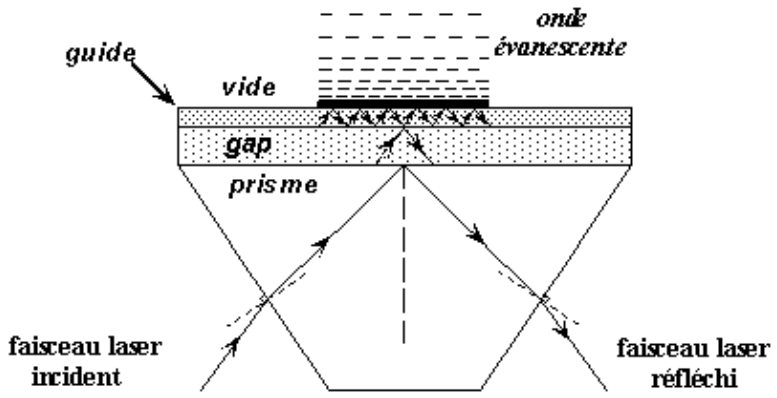


Fig. 4 *: Exaltation de l'onde évanescente par guide d'onde diélectrique. Le prisme d'indice élevé est couvert d'une première couche de bas indice (SiO_2) et d'une seconde d'indice élevé (TiO_2) qui joue le rôle de guide d'onde. Le faisceau laser est couplé au guide par réflexion totale, l'onde évanescente créée dans la couche intermédiaire (gap) se couplant à un mode du guide. Pour des pertes suffisamment faibles, la surtension est d'autant plus forte que le gap est épais.*

On peut comprendre cette surtension dans le guide d'onde par analogie avec la résonance d'une cavité Fabry-Perot dont l'un des miroirs est entièrement réfléchissant (réflexion totale à l'interface entre le guide de haut indice et le vide), et l'autre est

---

[FRL12] S. Feron, J. Reinhardt, S. Le Boiteux, O. Gorceix, J. Baudon, M. Ducloy, J. Robert, Ch. Miniatura, S. Nic Chormaic, H. Haberland, V. Lorent, Opt. Comm. **102**, 83 (1993).

[SAB94] W. Seifert, C.S. Adams, V.I. Balykin, C. Heine, Yu. Ovchinnikov, J. Mlynek, Phys Rev A**49**, 3814 (1994).

[EWH93] T. Esslinger, M. Weidemüller, A. Hemmerich, T. Hänsch, Opt. Lett. **18**, 450 (1993).

partiellement transparent (réflexion totale à l'interface entre le guide et la couche intermédiaire d'indice plus faible, frustrée par la présence du substrat en verre). Le couplage se faisant par l'intermédiaire d'une onde évanescente créée dans la couche intermédiaire, la transmission T du miroir partiellement transparent diminue exponentiellement avec l'épaisseur de cette couche intermédiaire. En l'absence de pertes (ou tant qu'elles restent petites devant T), le facteur de surtension de la cavité est inversement proportionnel à T, et donc augmente exponentiellement avec l'épaisseur de la couche intermédiaire.

Nous avons réalisé une première version de ce dispositif avec une surtension de 130 que nous avons caractérisée **[KLV94]** et utilisée pour réfléchir des atomes d'Argon dans une expérience en collaboration avec l'Université de Constance en Allemagne [SKA94]. Dans une deuxième version, en réduisant les pertes par diffusion grâce à un superpoli et un dépôt des couches diélectriques assisté par bombardement ionique, nous avons pu atteindre une surtension de 1650 **[LLV96]**. Un test de ce dispositif nous a permis de réfléchir des atomes de rubidium à 0.54m/s avec un désaccord maximal du laser de 140GHz, soit un taux d'émission spontanée réduit à 0.4% (hors corrections dues à l'interaction de van der Waals) **[Lab98]**.

Nous avons mis au point des méthodes optiques très sensibles de caractérisation de cette surtension, qui nous ont notamment permis d'estimer les pertes dans notre système et de constater que nous pourrions encore augmenter cette surtension d'un facteur 4 (en augmentant l'épaisseur de la couche intermédiaire de bas indice) avant d'être limités par les pertes. Toutefois, à l'augmentation de la surtension est associé un affinement de la résonance, déjà de 0.2mrad pour une surtension de 1650. Ceci rend le couplage du laser au guide de plus en plus délicat.

Du point de vue pratique, on pourra donc avoir intérêt à se limiter volontairement à des surtensions de quelques centaines afin de faciliter le couplage. On contrôlera cette surtension par l'épaisseur de la couche intermédiaire de bas indice, tout en maintenant les pertes par diffusion les plus faibles possibles. En effet, comme nous allons le voir maintenant, la lumière diffusée par le substrat est elle aussi responsable d'une perte de cohérence.

[KLV94] R. Kaiser, Y. Lévy, N. Vansteenkiste, A. Aspect, W. Seifert, D. Leipold, J. Mlynek, « Resonant enhancement of evanescent waves with a thin dielectric waveguide », *Opt. Comm.*, **104**, 234 (1994)

[SKA94] W. Seifert, R. Kaiser, A. Aspect, J. Mlynek, Opt. Comm. **111**, 566 (1994)

[LLV96] G. Labeyrie, A. Landragin, J. Von Zanthier, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook, A. Aspect « Detailed study of a high-finesse planar waveguide for evanescent wave atomic mirrors », *Quantum Semiclass. Opt.* **8**, 603 (1996)

[Lab98] G. Labeyrie, thèse de doctorat de l'Université Paris-Sud, « Deux outils pour l'optique atomique : jet intense d'hélium métastable et miroir à onde évanescente exaltée », 9 janvier 1998.

1.3. Effet de la rugosité de la surface

Force a été de constater que la réduction de l'émission spontanée n'a pas été suffisante pour obtenir une réflexion spéculaire sur notre miroir. Ceci n'est toutefois apparu que grâce à la mise en œuvre d'une méthode délicate d'analyse de la distribution spatiale des atomes après le rebond (cf Fig. 5). Il s'agissait d'une part de collimater le faisceau atomique incident sur le miroir afin de garantir une bonne résolution, d'autre part de faire une image résolue des atomes réfléchis en les faisant fluorescer suffisamment peu pour ne pas perturber leur distribution spatiale.

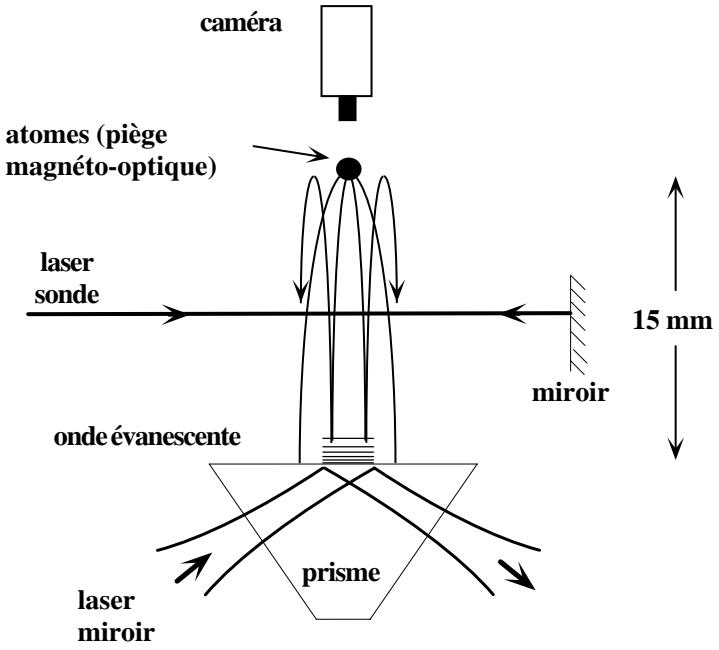


Fig. 5 : Dispositif expérimental d'étude de la spécularité de la réflexion atomique. Le faisceau atomique tombant sur le miroir à onde évanescente est d'abord collimaté à l'aide de deux « fentes » : l'une est le piège lui-même, l'autre est la surface éclairée par l'onde évanescente. Les deux sont réduites aux environs de 1mm, conduisant à une résolution en vitesse transverse de 2cm/s. On détecte la distribution spatiale des atomes dans un plan horizontal à différents instants après le rebond, en leur faisant traverser un faisceau sonde très large que l'on déplace en hauteur. Les atomes sont imagés grâce à leur fluorescence, collectée sur une caméra CCD. Le faisceau sonde est suffisamment peu saturant pour ne pas perturber la distribution spatiale des atomes. Le signal de fluorescence est donc faible et doit être traité (soustraction de fond, moyennage) pour être exploitable, surtout lorsque le nuage atomique est très étalé.

En analysant avec ce dispositif la distribution spatiale des atomes réfléchis sur notre miroir doté des couches diélectriques, nous avons observé une largeur plus de deux fois supérieure à ce que nous attendions pour une réflexion spéculaire (cf courbe (c) de la Fig. 6). Pour simuler une telle largeur, nous avons dû ajouter un changement de vitesse aléatoire au moment du rebond avec une distribution gaussienne de largeur 4 à 5 v_{rec} suivant la direction d'observation (soit une cinquantaine de photons diffusés si l'on suppose le rayonnement isotrope). Or la valeur du désaccord de l'onde évanescente utilisé pour ces mesures

($\Delta/2\pi$=3GHz) conduit seulement à une probabilité d'émission spontanée de l'ordre de 20%. De plus, l'élargissement s'est révélé insensible à une variation de Δ entre 3 et 15 GHz. D'autres tests ont confirmé l'incompatibilité des observations avec un phénomène d'émission spontanée dans l'onde évanescente.

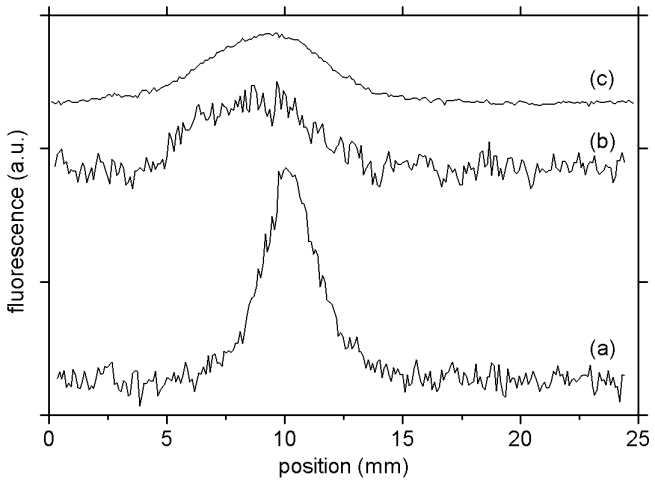


Fig. 6 : Profils atomiques obtenus après rebond, à partir des images prises par la caméra CCD, pour trois prismes différents. Les mesures sont prises pour une même position de la sonde et quasiment au même désaccord de l'onde évanescente (3 ou 4 GHz). La courbe (a) correspond au prisme de meilleur poli et sa largeur est limitée par la résolution de la mesure. Les deux autres courbes correspondent à un même substrat initial, moins bon que (a) d'après les autres mesures de rugosité : (b) substrat nu, (c) substrat couvert de deux couches diélectriques exaltant l'onde évanescente (2^e structure décrite au paragraphe 1.2). Dans le cas du prisme (c), la surface éclairée du miroir est allongée suivant la direction perpendiculaire à la sélection (x=1mm, y=10mm), ce qui permet d'effectuer un moyennage suivant cette direction. Les caractéristiques exactes des prismes sont données dans la référence [LLH96].

Nous avons alors testé un prisme identique sans couches diélectriques et obtenu le même élargissement (courbe (b) de la Fig. 6). Nous avons finalement pu réduire cet élargissement au niveau de la résolution de notre mesure grâce à un prisme superpoli de rugosité de l'ordre de 0.1nm. Des mesures de rugosité des trois substrats utilisés ont été effectuées par des techniques disponibles à l'Institut d'Optique (profilomètre optique par interférométrie hétérodyne, microscope à force atomique) et ont montré que les deux substrats (b) et (c) étaient environ deux fois plus rugueux que le prisme (a) **[LLH96]**.

On peut comprendre ces résultats comme la réflexion d'atomes sur un potentiel parfaitement conservatif (pas d'émission spontanée) mais dont les équipotentielles ne sont pas parfaitement planes. Cette rugosité du potentiel peut être induite par la rugosité de surface via

---

[LLH96] A. Landragin, G. Labeyrie, C. Henkel, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook, A. Aspect « Specular versus diffuse reflection of atoms from an evanescent wave mirror », *Opt. Lett.* **21**, 1591 (1996).

l'interférence entre la lumière diffusée par cette surface et l'onde évanescente directe[*]. Un modèle théorique de ce processus a été décrit dans la référence **[HMK 97a]** et conduit, dans le cas d'une rugosité faible, à une probabilité de réflexion diffuse de l'ordre de $(4\pi\sigma/\lambda_{dB})^2$ où σ est la rugosité de la surface et λ_{dB} la longueur d'onde de de Broglie des atomes. La faible valeur de λ_{dB} (8 nm dans notre expérience) conduit donc à une très grande sensibilité sur la rugosité σ.

De façon plus générale, tout phénomène induisant une rugosité du potentiel à l'échelle de λ_{dB} va se traduire par une réflexion diffuse des atomes et donc une perte de cohérence. Nous avons d'ailleurs constaté que pour obtenir un profil « spéculaire » (courbe (a) de la Fig. 6), il était nécessaire non seulement de réduire la lumière diffusée par la surface en utilisant le prisme de meilleur poli, mais aussi de « traquer » toute réflexion parasite du faisceau laser, même très faible, risquant de venir interférer avec l'onde évanescente. Nous avons à la suite de ces observations fait déposer des traitements antireflets sur les faces d'entrée et de sortie du prisme.

Notre mise en évidence de ce problème a alerté la communauté sur la nécessité de caractériser la rugosité du potentiel sur lequel rebondissent les atomes. En particulier, les miroirs magnétiques ne sont pas épargnés par ce problème, car la réalisation d'une équipotentielle magnétique plane n'est pas évidente. Nous y reviendrons plus loin, sur un exemple de miroir magnétique que nous avons étudié. Afin de permettre la comparaison des différents types de miroir, un consensus s'est dégagé pour traduire l'élargissement du nuage atomique réfléchi par la déviation angulaire rms d'un miroir atomique « dur » par rapport à un plan parfait. Dans ces termes, nous pouvons mettre une limite supérieure de 5mrad au meilleur miroir à onde évanescente testé ici (courbe (a) de la Fig. 6), à comparer aux 25mrad pour les deux autres prismes (courbes (b) et (c)).

---

[*] Cette rugosité est donc attachée à la surface : on pourrait penser la faire varier rapidement devant le temps de rebond d'un atome (de l'ordre de la μs), afin d'en moyenner l'effet à zéro, mais il faudrait dans ce cas déplacer la surface elle-même à une fréquence du MHz, ce qui paraît difficile.

[HMK 97a] C. Henkel, K. Mølmer, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook, A. Aspect « Diffuse atomic reflection at a rough mirror », *Phys. Rev.* **A55**, 1160 (1997)

1.4. Effet d'une « rugosité contrôlée » du potentiel : diffraction d'atomes en incidence normale sur un profil sinusoïdal.

Ayant éliminé la réflexion atomique diffuse à la limite de notre résolution expérimentale, grâce à la fois à un prisme d'excellent poli et à un contrôle des réflexions laser parasites, nous étions dans des conditions favorables pour observer la diffraction d'atomes en incidence normale, sur une onde évanescente stationnaire. Il s'agissait ainsi de réaliser une séparatrice cohérente pour l'onde atomique, en vue de la réalisation d'un interféromètre. Jusque là la diffraction avait été observée soit dans le domaine temporel [SSD 95], soit en incidence rasante [CSS 94] [BAG 96]. Dans ce dernier cas, les phénomènes mis en jeu, en particulier l'influence de l'angle d'incidence et de la polarisation, avaient besoin d'être éclaircis [HWW 99]. A travers une meilleure compréhension du phénomène de diffraction en incidence normale, nous cherchions également à valider notre interprétation de la réflexion des atomes sur un potentiel rugueux. En effet, l'utilisation d'une onde évanescente stationnaire permet de réaliser une « rugosité contrôlée » du potentiel dipolaire, de profil sinusoïdal, de fréquence et d'amplitude contrôlée. Nous allons dans un premier temps rappeler les résultats principaux de l'expérience de diffraction en incidence normale que nous avons réalisée [LCH97] et montrer ce qu'ils nous apportent pour la compréhension du phénomène de réflexion diffuse.

A ce miroir à onde évanescente « spéculaire », on ajoute un dispositif permettant de rétroréfléchir une faible partie R du faisceau laser avec la même polarisation que l'onde incidente, de façon à créer une onde évanescente partiellement stationnaire (cf Fig. 7). Le potentiel dipolaire prendra donc la forme:

$$U(x,z) = U_0 e^{-2\kappa z}\,(1 + \varepsilon \cos(2k_x x))$$

[SSD 95] A. Steane, P. Szriftgiser, P. Desbiolles, J. Dalibard**,** Phys. Rev. Lett. **74**, 4972 (1995).

[CSS 94] M. Christ, A. Scholz, M. Schiffer, R. Deutschmann, W. Ertmer, Opt. Commun. **107**, 211(1994).

[BAG 96] R. Brouri, Asimov R., Gorlicki M., Feron S., Reinhardt J., Lorent V., Haberland**,** Opt. Commun. **124**, 448 (1996).

[HWW99] C. Henkel, H. Wallis, N. Westbrook, C.I. Westbrook, A. Aspect, K. Sengstock, W. Ertmer, « Theory of atomic diffraction from evanescent waves », Appl. Phys. B69, 277 (1999). On pourra se reporter à cette référence, reproduite plus loin, pour une synthèse de ces problèmes.

[LCH97] A. Landragin, L. Cognet, G.Zs.K. Horvath, C. I. Westbrook, N. Westbrook, A. Aspect, « A reflection grating for atoms at normal incidence », *Europhys. Lett.*, 39, 5, (1997) 485-490

où ε est le contraste de l'interférence ($\varepsilon = \sqrt{R}/(1+R)$), κ^{-1} est la longueur de décroissance de l'onde évanescente ($\kappa \approx k_L$) et k_x est le vecteur d'onde de l'onde évanescente parallèlement à la surface ($k_x = k_L n \sin\theta = 1.5 k_L$).

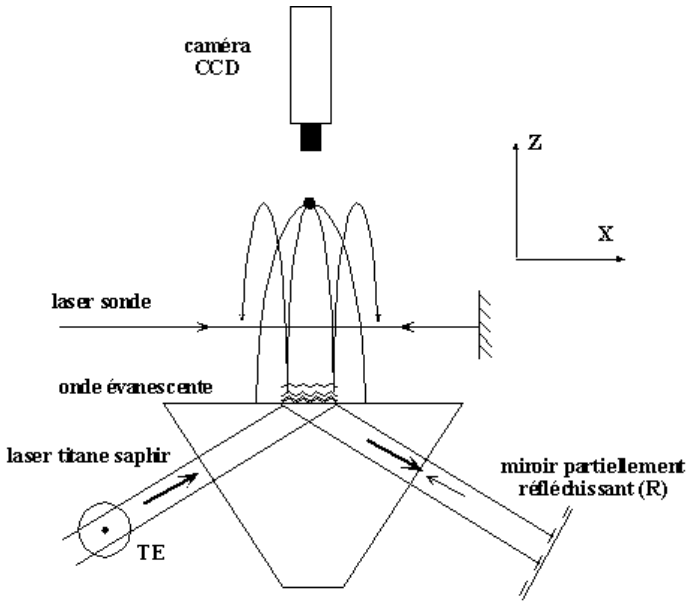


Fig. 7 : Dispositif expérimental de diffraction d'atomes en incidence normale. Par rapport à un simple miroir à onde évanescente, on a rétroréfléchi une faible fraction de l'intensité du laser. La méthode de détection est la même que pour l'étude de la spécularité de la réflexion (cf Fig. 5).

On peut voir cela comme une rugosité de fréquence spatiale bien définie (3 fois le vecteur d'onde k_L du laser) et d'amplitude contrôlée $\Delta z = \varepsilon/\kappa$. Selon un modèle théorique développé dans notre groupe [HCA 94], la diffraction de l'onde atomique sur un tel potentiel faiblement modulé est analogue à la diffraction sur un réseau de phase mince. L'onde atomique est ainsi diffractée avec des ordres séparés de $2\hbar k_x$, d'intensité $J^2_n(\varphi)$ où $\varphi = 2\pi\Delta z/\lambda_{dB}$ est l'indice de modulation de phase et J_n la fonction de Bessel d'ordre n. Comme $\Delta z = \varepsilon/\kappa \approx \varepsilon\lambda_L/2\pi$, on peut mettre φ sous la forme $\varepsilon\,\lambda_L/\lambda_{dB} \approx 100\,\varepsilon$, où l'on voit qu'un contraste ε de 1% produit déjà un indice de modulation de 1. Il suffit donc que 10^{-4} de l'intensité laser soit réfléchie pour qu'on obtienne une forte diffraction.

Nous avons observé les profils atomiques pour des valeurs de ε variant de 0 à 5% et vu apparaître effectivement des structures caractéristiques de l'évolution des différents ordres (cf Fig. 8).

[HCA 94] C. Henkel, J.Y. Courtois, A. Aspect, J. Phys II (France) 4, 1955 (1994).

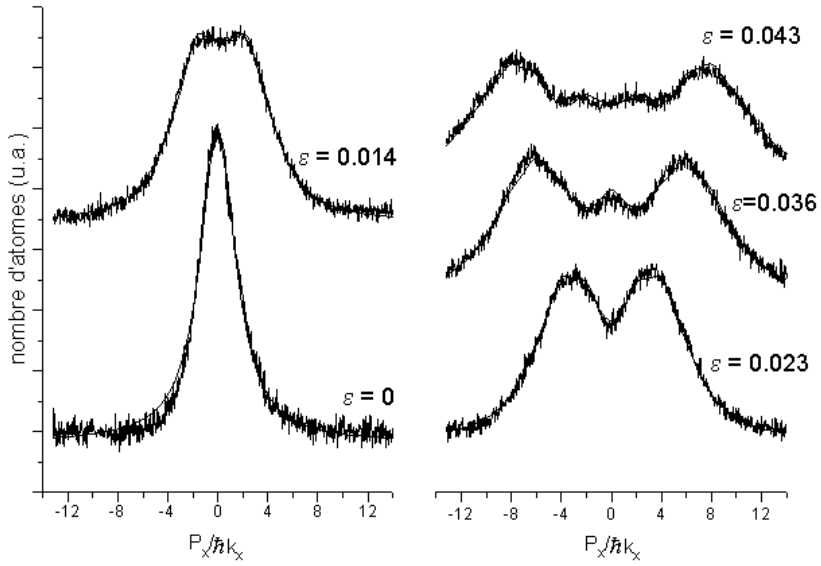


Fig. 8 (extraite de [LCH 97]): Profils atomiques diffractés pour différentes valeurs du contraste ε de l'onde évanescente stationnaire. Les courbes en trait plein sont des ajustements à partir de fonctions de Bessel, convoluées par la fonction de résolution donnée par la courbe à contraste nul (ε=0).

Le profil obtenu pour un contraste nul (courbe ε=0 de la Fig. 8) est très proche de ce qui a été présenté au paragraphe précédent (courbe (a) de la Fig. 6) et donne la limite de résolution de la mesure. Bien que celle-ci ne permette pas d'isoler chacun des ordres, nous avons pu faire une étude quantitative précise de l'indice de modulation de l'onde atomique en fonction du contraste optique ε (cf Fig. 9).

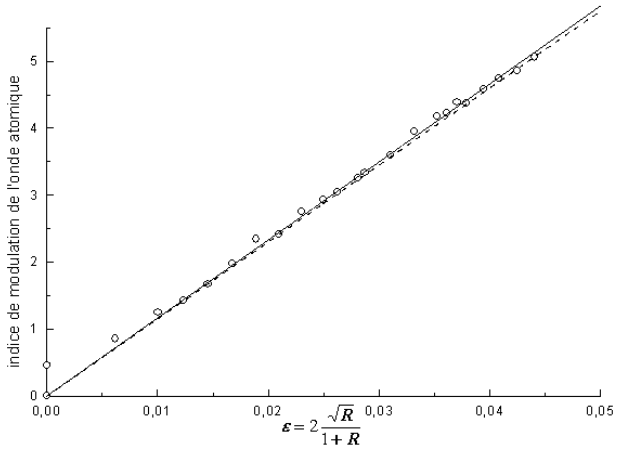


Fig. 9 (extraite de [LCH 97]): Indice de modulation de l'onde atomique déduit des profils atomiques diffractés, en fonction du contraste de l'onde évanescente stationnaire. Les cercles sont les points expérimentaux, la ligne continue un ajustement par une droite passant par zéro, les tirets un calcul prenant en compte l'interaction de van der Waals, sans aucun paramètre ajustable.

Nous avons obtenu une variation linéaire de l'indice de modulation avec ε, ce qui confirme notre interprétation du phénomène en terme d'interférence entre l'onde évanescente incidente et l'onde réfléchie. La valeur de la pente est de plus en très bon accord avec la théorie, à condition de prendre en compte la modification du potentiel due à l'interaction de van der Waals. Nous reviendrons sur cet effet dans la partie 2.1, où le miroir atomique est envisagé comme une sonde de l'interaction de van der Waals.

Cette expérience de diffraction nous confirme deux points essentiels : d'une part la modulation du potentiel est bien due à une interférence entre l'onde incidente et l'onde réfléchie, d'autre part il suffit d'une modulation de très faible amplitude pour produire un effet important sur les atomes. Elle permet finalement de valider le modèle de réseau de phase mince, qui est utilisé dans l'interprétation de la réflexion atomique sur un miroir rugueux [HMK 97a]. A partir de ce modèle, on peut interpréter la réflexion diffuse comme la diffraction par une multitude de réseaux de diffraction, créés par l'interférence entre l'onde incidente et chaque onde diffusée par la surface. Pour chaque vecteur d'onde diffusé, l'orientation des traits et la période du réseau est différente, d'où un étalement des atomes diffractés sur une distribution large. Si la diffusion par la surface est faible, on peut garder une fraction importante des atomes dans le pic d'ordre 0, correspondant donc à une réflexion spéculaire, avec un fond large correspondant à la diffraction dans tous les autres ordres par les différents réseaux. Nous reviendrons plus loin sur une amélioration de la résolution de mesure des vitesses atomiques en vue d'observer ce type de distribution à deux composantes.

1.5. Cas de l'incidence rasante

Nous allons ici nous intéresser au cas de la réflexion atomique en incidence rasante, d'une part parce qu'on peut penser que, comme en optique des courtes longueurs d'onde, elle rend moins critique le problème de la rugosité des surfaces, mais aussi parce qu'elle intervient dans les fibres en silice creuses où les atomes sont guidés par des ondes évanescentes répulsives créées à l'intérieur de la fibre [RDC 96][INS 96], ou qu'elle permet des angles de séparation plus grands dans le cas de réseaux de diffraction. Là encore nos travaux ont été surtout guidés par une meilleure compréhension de la diffraction atomique, mais j'ai choisi de

---

[RDC 96] M. Renn, E. Donley, E. Cornell, C. Wieman, D. Anderson, Phys Rev A 53, 648 (1996).

[INS 96] H. Ito, T. Nakata, K. Sakaki, M. Ohtsu, K. Lee, W. Jhe, Phys Rev Lett 76, 4500 (1996).

les replacer ici dans le contexte du maintien de la cohérence à la réflexion, les deux phénomènes étant très liés comme on l'a déjà vu pour la diffraction en incidence normale.

1.5.1 Suppression de la diffraction scalaire

L'utilisation des miroirs en incidence rasante est effectivement très avantageuse pour réduire l'extrême sensibilité de la réflexion atomique à la rugosité du potentiel. D'une part on bénéficie, comme en optique traditionnelle, de la réduction de la rugosité apparente : σ devient $\sigma\cos i$, avec l'angle d'incidence *i* qui se rapproche de 90°. D'autre part, et surtout, ceci est accentué par le fait que la réflexion des atomes ne se fait pas sur un potentiel infiniment raide (miroir « dur », comme en optique traditionnelle) mais plutôt sous la forme d'un effet mirage où les atomes pénètrent dans l'onde évanescente. Pour raisonner simplement, considérons à nouveau le cas de la diffraction par une onde évanescente modulée spatialement. En incidence rasante, les atomes vont traverser de nombreuses périodes du potentiel dont la modulation va être moyennée à zéro (cf Fig. 10).

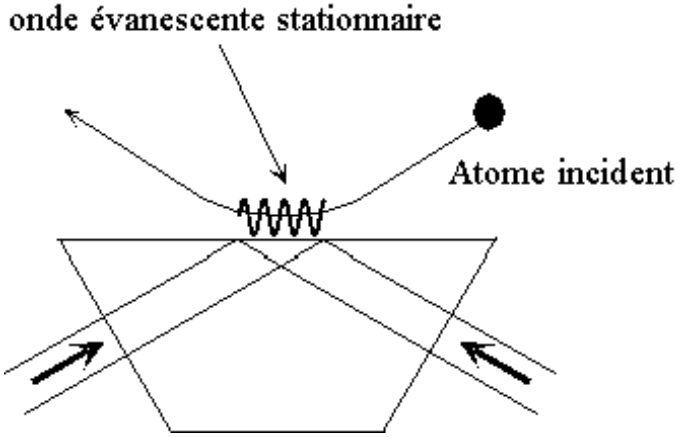


Fig. 10 (extraite de [Cog 99]): Suppression de la diffraction scalaire en incidence rasante. Lors de la réflexion, l'atome pénètre dans l'onde évanescente et traverse plusieurs périodes de modulation du potentiel. L'effet sur sa vitesse est très rapidement moyenné à zéro.

Plus précisément, on montre que l'efficacité de diffraction atomique sur un potentiel modulé chute exponentiellement avec l'angle d'incidence *i* [$]. Ceci est à rapprocher du cas d'un faisceau lumineux diffracté sur un réseau épais : l'efficacité de diffraction est presque toujours nulle (sauf pour un angle d'incidence très particulier, l'angle de Bragg[*]).

[$] On pourra se reporter aux références [HCA94] ou [HWW99], reproduites plus loin. Cette question avait été abordé dès 1987 par le groupe de D. Pritchard pour les réseaux de diffraction en transmission [MGO87][MOM88].

[*] Dans notre cas d'un réseau épais en réflexion, la condition de Bragg ne peut être remplie que pour un faisceau atomique diffracté dans la direction de l'onde incidente, correspondant donc à un ordre de diffraction très élevé.

1.5.2 Diffraction vectorielle inélastique

Le processus de diffraction que nous venons de décrire et qui disparaît en incidence rasante est basé sur une description scalaire de l'onde atomique, correspondant à un atome à deux niveaux. Nous allons voir maintenant comment un autre processus de diffraction peut se produire en incidence rasante, si l'on travaille avec des atomes ayant une structure interne dans l'état fondamental et avec des champs laser polarisés. Par opposition au cas scalaire, nous parlerons de diffraction vectorielle (atome à plusieurs niveaux), et inélastique car elle fait intervenir un changement d'énergie interne de l'atome, qui se traduit in fine par un changement de vitesse. Ce processus, proposé dans [HMK 97b] et démontré expérimentalement dans **[CSH 98]**, a largement contribué à éclairer la compréhension de la diffraction en incidence rasante sur une onde évanescente. Ce qui nous intéresse ici, c'est son implication pour le maintien de la cohérence à la réflexion sur un miroir atomique. En effet comme nous l'avons vu pour l'incidence normale, tout processus de diffraction atomique non contrôlé se transforme en une diffusion atomique et une perte de cohérence. Il s'agit donc d'identifier les conditions qui permettent ce processus et de les éliminer ou de les contrôler.

Rappelons tout d'abord les principales caractéristiques de l'expérience que nous avons réalisée. Notre dispositif expérimental se prêtant mieux à une réflexion des atomes en incidence normale, nous avons simulé l'incidence rasante en faisant glisser l'onde évanescente stationnaire par rapport aux atomes. Il suffit pour cela de décaler la fréquence du faisceau laser réfléchi par rapport au faisceau incident (cf Fig. 11).

[HMK 97b] C. Henkel, K. Mølmer, R. Kaiser, C.I. Westbrook, Phys Rev A 56, R9 (1997).

[CSH 98] L. Cognet, V. Savalli, G.Zs.K. Horvath, D. Holleville, R. Marani, C. I. Westbrook, N. Westbrook, A. Aspect, « Atomic interference in grazing incidence diffraction from an evanescent wave mirror »**,** *Phys. Rev. Lett.* 81, 23 (1998) 5044-5047

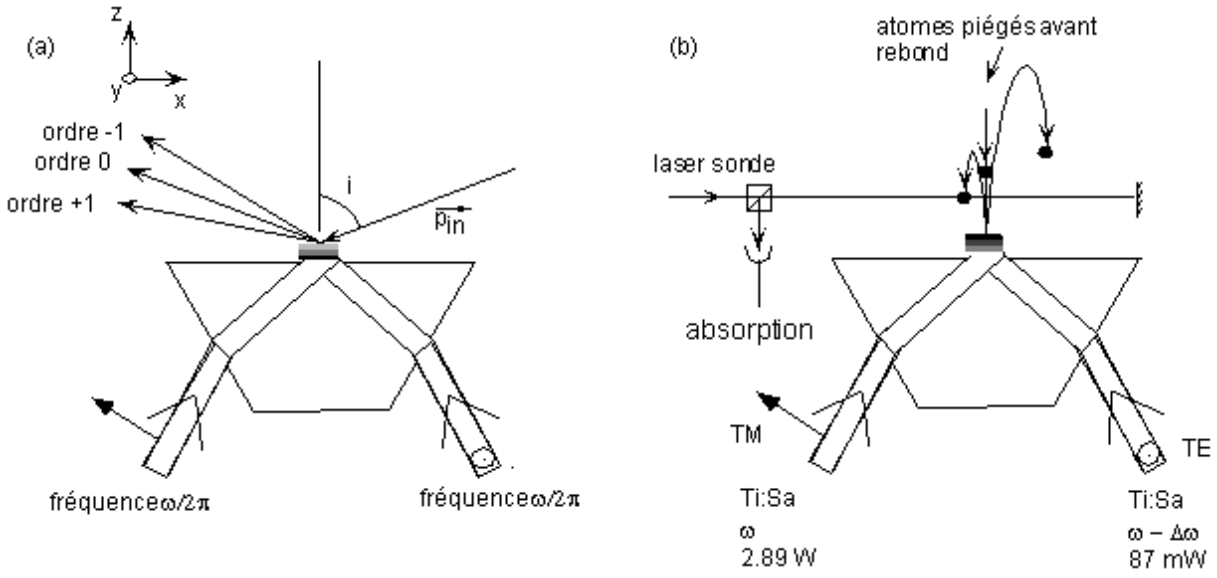


Fig. 11 : (a) schéma d'une expérience de diffraction en incidence rasante. (b) schéma de notre expérience, qui est équivalente à (a) dans le référentiel se déplaçant horizontalement avec l'atome. L'angle d'incidence équivalent i est donné par $\tan i = \Delta\omega/2k_x v$ *où* $\Delta\omega/2\pi$ *est la différence de fréquence entre les deux faisceaux,* k_x *le vecteur d'onde dans l'onde évanescente* ($k_x = k_L \sin\theta = 1.5 k_L$) *et v la vitesse incidente verticale des atomes sur le miroir. Dans les conditions de notre expérience* ($v \approx 0.6$ *m/s), une différence de fréquence variant entre 6 et 22 MHz permet de faire varier l'angle d'incidence i entre 70° et 84°.*

Considérons uniquement deux sous-niveaux Zeeman de l'atome incident : d'une part, le faisceau laser intense de polarisation σ_- crée pour chaque niveau un potentiel dipolaire différent ; d'autre part, associé au faisceau laser faible de polarisation π, il permet une transition Raman stimulée[*] d'un sous-niveau vers l'autre. La Fig. 12, où l'on a décalé les courbes de potentiel correspondant aux deux états internes de l'atome de la différence d'énergie entre les deux photons, fait apparaître la transition comme un croisement de niveau évité autour duquel la transition est la plus probable. Après le rebond, la différence d'énergie entre les deux photons se retrouve sous forme d'énergie cinétique de l'atome réfléchi (cf Fig. 13). Le couplage Raman au niveau du croisement évité peut être traité comme une lame séparatrice par le modèle semi-classique de Landau Zener. Le coefficient de réflexion de cette lame (probabilité de transition adiabatique de m=2 vers m=1, ou inversement) s'approche de 1 lorsque la vitesse des atomes dans la zone de croisement diminue (croisement plus proche du point de rebroussement de la trajectoire). La probabilité de changement d'état interne après rebond sera maximale pour un coefficient de réflexion voisin de 50%.

[*] Nous ne considérons pas ici les transitions Raman spontanées ou tout autre phénomène nécessitant la présence d'émission spontanée. Ceux-ci affectent de façon évidente la cohérence de l'onde atomique réfléchie, mais ils peuvent être éliminés en choisissant un désaccord suffisamment grand.

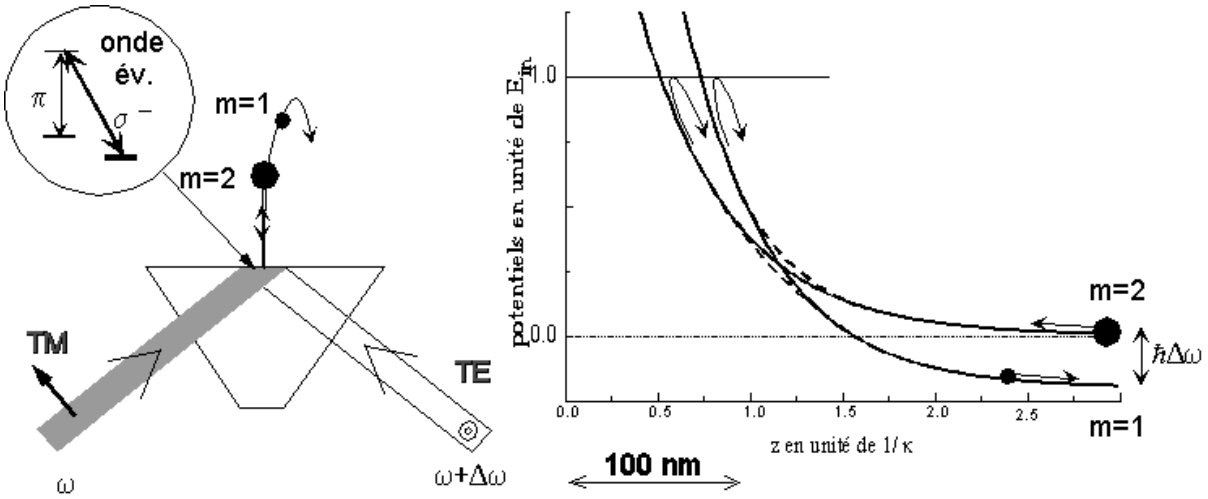


Fig. 12 : Illustration du principe de la diffraction vectorielle inélastique dans le cas de notre expérience. Sur la gauche on a représenté deux sous-niveaux Zeeman de l'atome et la façon dont ils sont couplés par les faisceaux lasers. Les polarisations σ^- et π dans l'onde évanescente sont définis par rapport à l'axe y, perpendiculaire au plan de la figure. Le faisceau intense de polarisation TM donne une polarisation σ^- dans l'onde évanescente, tandis que le faisceau de polarisation TE correspond à une onde évanescente de polarisation π. Sur la droite, les potentiels dipolaires ont été représentés en fonction de la distance au prisme pour chaque sous-niveau, et décalés de $\hbar\Delta\omega$ afin de faire apparaître la position où la transition Raman est résonnante sous la forme d'un croisement évité des courbes de potentiel. Le croisement évité joue le rôle de la lame séparatrice dans un interféromètre de Michelson. Sa position et son coefficient de réflexion dépendent de $\Delta\omega$.

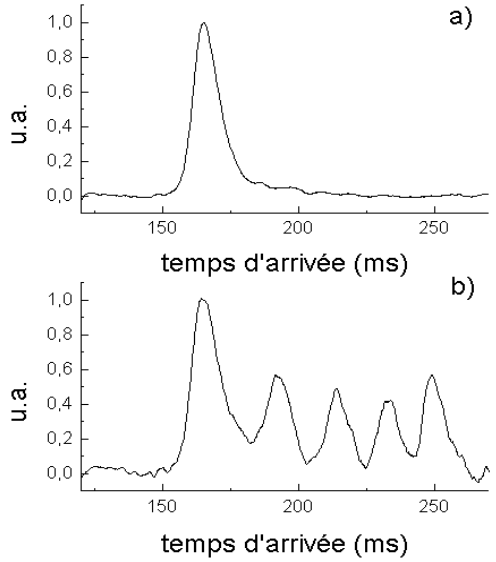


Fig. 13 : Exemple de diffraction d'atomes en incidence rasante. Il s'agit ici d'un signal de temps de vol, sans (a) ou avec (b) faisceau retour de polarisation π. Le gain d'énergie cinétique associé au processus de diffraction se traduit par une arrivée plus tardive des atomes dans la sonde, la détection se faisant à la rechute. Plusieurs pics diffractés apparaissent sur la courbe (b), correspondant à des gains d'énergie cinétique multiples de $\hbar\Delta\omega$, et l'on peut les interpréter comme des ordres +1 à +4 de diffraction.. Ceci est dû à la structure Zeeman à cinq sous-niveaux de l'atome de ^{87}Rb (F=2) conduisant, dans l'image de la Fig. 12, à des croisements évités multiples.

Essayons de dégager de ces résultats les précautions à prendre pour éviter une version indésirable de ce processus. En incidence normale, on voit mal comment une composante parasite décalée en fréquence de $\Delta\omega$ pourrait apparaître. Par contre en incidence réellement rasante, la composante π de l'onde évanescente pourrait provenir par exemple d'une diffusion sur la surface. Le décalage en fréquence serait induit par l'effet Doppler, différent pour l'onde laser incidente et pour l'onde diffusée, puisque leurs vecteurs d'onde le long de la surface sont différents. La différence de polarisation des deux ondes pourrait soit être induite par la diffusion, soit par une impureté de polarisation de l'onde incidente. Dans le cas le plus défavorable (différence de fréquence $\Delta\omega$ donnant le maximum d'efficacité de diffraction), la plus petite probabilité de diffraction que nous ayions pu détecter valait 7% et correspondait à un faisceau laser TE d'intensité égale à 5.10^{-4} de l'onde principale TM. Ceci fixe une limite sur la quantité de lumière diffusée acceptable ainsi que sur la pureté de polarisation de l'onde TM incidente, si l'on veut éviter la perte de cohérence de l'onde atomique réfléchie en incidence rasante. On peut conclure que ce phénomène de diffusion est moins dramatique que celui que nous avons évoqué dans le cas de l'incidence normale. Il risque toutefois d'intervenir dans la propagation dans les fibres creuses à atomes. Un moyen de s'en affranchir consiste à bien contrôler les polarisations des faisceaux lasers (mais ceci n'est pas facile dans le cas de lumière parasite diffusée) ou à travailler avec des atomes dans un état fondamental J=0.

1.6. Cas des miroirs magnétiques

Parallèlement aux progrès sur les miroirs à onde évanescente, les miroirs magnétiques à atomes se sont beaucoup développé dans les cinq dernières années [HiH 99]. Ils sont basés sur l'interaction entre le dipôle magnétique permanent μ des atomes paramagnétiques et un champ magnétique B inhomogène. Le potentiel s'écrit simplement :

$$U = -\mu.B$$

Si l'atome suit adiabatiquement les variations du champ B (il reste dans le même sous-niveau m_F), le potentiel ne dépendra que du module de B. Si l'on est capable de créer sur une surface une magnétisation qui varie sinusoïdalement avec une période *a* quand on se déplace suivant une direction parallèle à la surface, on obtient un champ magnétique dont la direction

---

[HiH 99] E.A. Hinds, I.G. Hughes, « magnetic atom optics : mirrors, guides, traps, ans chips for atoms », J. Phys. D : Appl. Phys. 32, R119 (1999) : article de revue avec nombreuses références incluses.

va dépendre des détails de la magnétisation mais dont le module décroît exponentiellement quand on s'éloigne de la surface. Le potentiel vu par les atomes se met alors sous la forme :

$$U = -\mu.B_0 e^{-\kappa z}$$

où $\kappa=2\pi/a$. Divers arrangements ont été utilisés : bande magnétique de cassette ou vidéo sur lesquelles on enregistre un signal sinusoïdal, disquette informatique, arrangement alterné d'aimants permanents, matériau à domaines magnétiques naturellement périodiques [Meschede 97 ? vérifier cette référence, ça doit être une référence plus récente qui parle de ça], réseau de fils parcourus par des courants de sens opposés [Drndic 98, Lau 99, nos 2 articles]. Dans ce dernier cas, il ne s'agit plus d'une magnétisation mais le champ magnétique produit a une forme analogue. Typiquement il faut un champ de 30 Gauss pour réfléchir des atomes de ^{85}Rb dans le sous-niveau F=3, m_F=3 avec une vitesse incidente de 0.6m/s.

Du point de vue du maintien de la cohérence, les miroirs magnétiques présentent l'avantage de ne pas être affectés par les processus d'émission spontanée. Toutefois, la rugosité des surfaces équipotentielles va se traduire, comme pour les miroirs lumineux, par une diffusion de l'onde atomique et une perte de cohérence. Or les écarts à une magnétisation parfaitement sinusoïdale de la surface vont induire des modulations résiduelles du potentiel. A ceci va s'ajouter a priori les problèmes déjà rencontrés pour les miroirs à onde évanescente : rugosité de la surface magnétisée et champs magnétiques parasites issus d'autres sources que la surface.

Disposant d'un montage performant pour tester la spécularité de la réflexion atomique, nous nous sommes intéressés à l'étude des miroirs magnétiques de ce point de vue. Une première tentative faite en 1995 sur un morceau de disque dur d'ordinateur, de magnétisation non contrôlée, avait montré une réflexion extrêmement diffuse. En collaboration avec les équipes de M. Prentiss à l'Université d'Harvard et du NIST à Gaithersburg, nous avons entrepris des études plus soignées sur des miroirs formés d'un réseau d'une centaine de fils de période a=200μm parcourus par des courants de quelques ampères [CSF 99][DZL 99]. Ce type de miroir présente l'avantage sur les aimantations permanentes de permettre une variation temporelle du potentiel réflecteur. Nous avons utilisé pour caractériser ces miroirs le

---

[CSF 99] L. Cognet, V. Savalli, P.D. Featonby, K. Helmerson, N. Westbrook, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, A. Aspect, G. Zabow, M. Drndic, C.S. Lee, R.M. Westervelt, M. Prentiss, « Smoothing a current carrying atomic mirror », *Europhys. Lett. 47*, 538 (1999)

même dispositif expérimental que pour les mesures de rugosité du miroir à onde évanescente, la sélection spatiale au niveau du miroir étant simplement réalisée par une fente matérielle (cf Fig. 14).

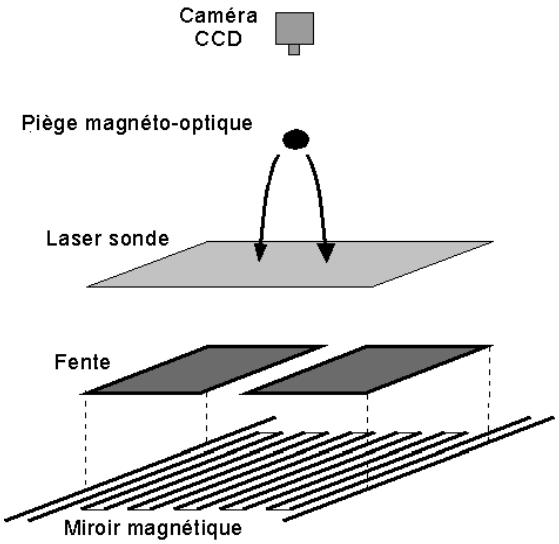


Fig. 14 : Dispositif expérimental d'étude de la spécularité d'un miroir magnétique à fils de courant. Le dispositif est similaire à celui que nous avons utilisé pour le miroir à onde évanescente (cf Fig. 5), à part la deuxième fente de collimation qui est un fente matérielle placée juste au-dessus du miroir.

Des images du nuage atomique après réflexion permettent d'accéder à la distribution des vitesses dans un plan parallèle à la surface du prisme. Plusieurs facteurs provoquent une modulation de la surface équipotentielle sur laquelle rebondissent les atomes :

- près de la surface, le champ magnétique contient des harmoniques plus élevées qui dépendent de la forme exacte des fils (mais qui vont décroître plus vite avec la distance à la surface);
- plus loin de la surface les effets de bord dus à la dimension finie du miroir deviennent gênants.

Nous avons confirmé expérimentalement que les effets de bord étaient réduits grâce à l'utilisation d'un nombre impair de fils et l'ajout de deux fils de garde parcourus par des courants deux fois plus faibles, et qu'on avait alors intérêt à choisir une valeur de courant la plus grande possible (supérieure à 1 A dans notre cas) pour rebondir à une distance supérieure à la longueur de décroissance κ^{-1} du potentiel magnétique (cf Fig. 15). Par ailleurs nous avons clairement observé l'effet néfaste des champs magnétiques parasites suivant les directions perpendiculaires aux fils, et nous les avons réduits à moins de 10μT. Finalement la rugosité la

---

[DZL 99] M. Drndic, G. Zabow, C.S. Lee, J.H. Thywissen, K.s. Johnson, M. Prentiss, R.M. Westervelt, P.D. Featonby, V. Savalli, L. Cognet, K. Helmerson, N. Westbrook, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, A. Aspect, « Properties of microelectromagnet mirrors as reflectors of cold atoms »**,** *Phys. Rev. A.*60, 4012 (1999)

plus faible que nous avons pu mesurer pour notre miroir magnétique est de σ_{diff} =13 mrad (écart quadratique moyen), supérieure à notre résolution de 9.5mrad.

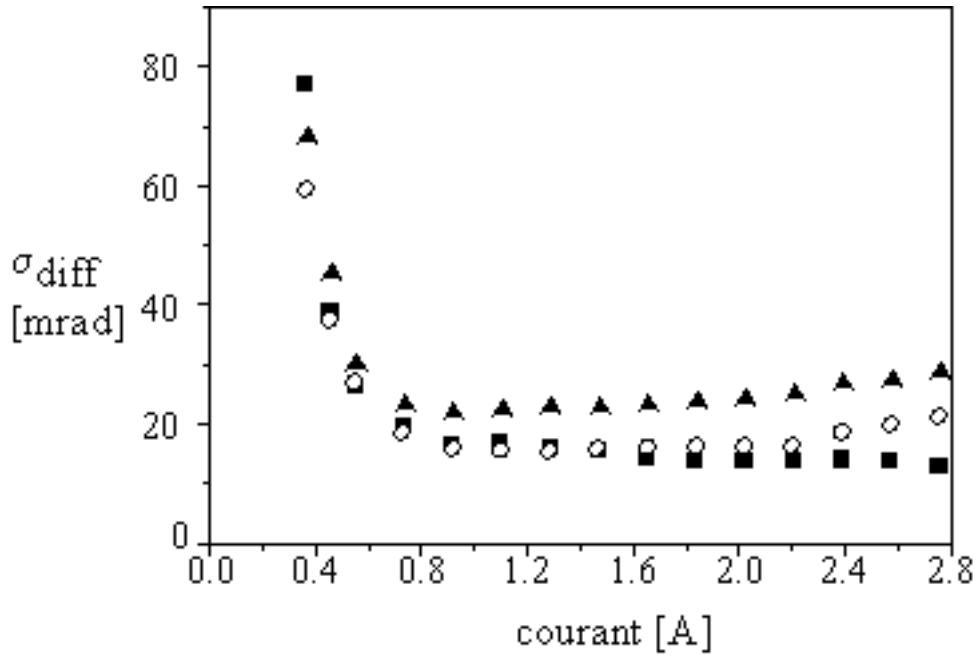


Fig. 15 : Mesure de rugosité du miroir magnétique en fonction du courant dans les fils. Pour faciliter la comparaison avec les autres miroirs magnétiques ou à onde évanescente, nous avons converti la divergence rms du nuage atomique θdiff (en excès par rapport à la réflexion spéculaire) en déviation angulaire rms de la surface du miroir $\sigma_{diff} = \theta_{diff}/2$. Les triangles correspondent à un miroir à 102 fils, les cercles à un miroir à 101 fils, et les carrés à un miroir à 101 fils avec deux fils de garde pour compenser les effets de taille finie.

Outre les conclusions que nous avons pu tirer pour l'amélioration des miroirs magnétiques à fils de courant, notre étude a apporté la première analyse aussi détaillée de la rugosité d'un miroir magnétique, notamment en variant la distance de rebond (réglée en changeant le courant dans les fils). Une étude similaire effectuée par le groupe de P. Hannaford [LSO 99] a donné des rugosités supérieures (22.5mrad) mais celles-ci ont été mesurées en l'absence de fils de garde. Des rugosités plus faibles (8 mrad) ont été annoncées très récemment[*]. D'autres miroirs magnétiques ont montré de meilleures performances en termes de rugosité : le groupe d'E. Hinds a en effet annoncé une divergence de 6 mrad pour un miroir réalisé à partir d'une bande magnétique vidéo sur laquelle un signal sinusoïdal a été

[LSO 99] D.C. Lau, A.I. Sidorov, G.I. Opat, R.J. McLean, W.J. Rowlands, P. Hannaford, « reflection of cold atoms from an array of current-carrying wires », Eur. Phys. J.D. 5, 193 (1999).

[*] P. Hannaford, communication orale au 6th workshop on atom optics and interferometry, Cargèse (France), juillet 2000.

enregistré [SBB 99]. Ce chiffre a été déduit de la mesure de la taille du nuage atomique refocalisé par ce miroir auquel on a donné une courbure. Les avantages actuels du miroir à bande vidéo résident dans la magnétisation sinusoïdale, ainsi que dans une plus grande surface totale du miroir d'où de moindres effets de bord. Des progrès sont encore à prévoir dans ce domaine.

Ces rugosités restent encore supérieures à ce que nous avions obtenu pour notre meilleur miroir à onde évanescente puisqu'avec une résolution de 5mrad (en terme de déviation σ de la surface), nous n'avions pas observé d'élargissement significatif. Nous allons voir dans ce qui suit que cette rugosité n'apparaît toujours pas alors que nous disposons désormais d'une nouvelle méthode de mesure dont la résolution est de 1 mrad. On peut donc dire que les miroirs magnétiques sont actuellement de moins bons candidats que les miroirs à onde évanescente pour préserver la cohérence à la réflexion, compte tenu de la difficulté à réduire leur rugosité (sensibilité à la géométrie du champ magnétique, difficulté de blindage des champs magnétiques parasites, surtout ceux dépendants du temps). Ils ont toutefois l'avantage de fournir des potentiels plus élevés et de ne pas présenter d'émission spontanée.

Pour terminer ce paragraphe comparatif sur les différents types de miroir, notons que le développement des condensats de Bose Einstein, source atomique très monochromatique, a fait renaître l'intérêt pour des miroirs à potentiel moins raide, mais ne nécessitant pas la présence d'une surface matérielle. Il s'agit des nappes de lumière focalisées [BBB 99] ou de la réflexion sur un potentiel magnétique dérivé du piège de Ioffé utilisé pour réaliser le condensat [BKG 00]. L'absence de surface élimine les problèmes de rugosité ou les fréquences élevées liées à la proximité de la structure périodique, tandis que restent les problèmes liés aux champs parasites (lumineux ou magnétiques) issus d'autres sources. L'inconvénient de ce type de miroir, dont la variation de potentiel est plus lente avec la distance, vient du fait qu'une dispersion en énergie cinétique incidente conduit à un plus grand étalement des points de rebroussement des trajectoires atomiques : ce chromatisme est gênant si l'on veut utiliser d'autres sources que les condensats de Bose-Einstein.

[SBB 99] C.V. Saba, P.A. Barton, M.G. Boshier, I.G. Hughes, P. Rosenbusch, B.E. Sauer, E.A. Hinds, « reconstruction of a cold atom cloud by magnetic focusing », Phys. Rev. Lett. 82, 468 (1999).

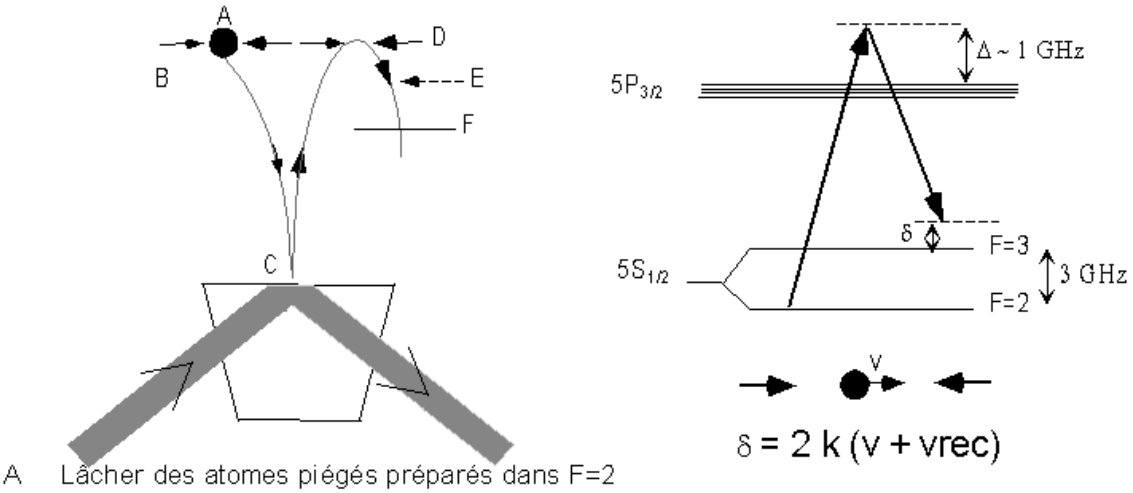
[BBB 99] K. Bongs, S. Burger, G. Birkl, K. Sengstock, W. Ertmer, K. Rzazewski, A. Sanpera, M. Lewenstein, Phys Rev. Lett. 83, 3577 (1999).

[BKG 00] I. Bloch, M. Köhl, M. Greiner, T.W. Hänsch, T. Esslinger, poster présenté à ICAP2000, Florence (juin 2000)

1.7. Caractérisation de la cohérence en termes de fraction d'atomes diffusés

La spécularité des miroirs atomiques a été jusqu'ici caractérisée à partir de la largeur angulaire du nuage atomique réfléchi. Après l'avoir déconvolué par le profil attendu pour une réflexion parfaitement spéculaire, on obtient une distribution gaussienne d'écart quadratique moyen θ_{diff}. On la traduit en une déviation angulaire rms $\sigma_{diff} = \theta_{diff}/2$, qui caractérise la distribution des angles des facettes d'un miroir dur qui donnerait le même élargissement du nuage réfléchi par rapport au miroir plan idéal. Ceci est adapté tant que la part de réflexion diffuse est importante, et que la résolution de la mesure, fixée par la collimation initiale du pinceau atomique, conduit seulement à un pinceau plus divergent mais sans structure particulière. Comme en optique, on peut espérer que pour un miroir de suffisamment bonne qualité, on ne le caractérise plus par un angle de divergence mais par un coefficient de réflexion traduisant la fraction réfléchie de façon spéculaire, le reste étant perdu soit par absorption (absente dans notre cas, si ce n'est le collage sur la surface) soit par diffusion.

Nous avons mentionné plus haut que dans le cas de notre miroir à onde évanescente utilisant le substrat de meilleur poli, la mesure de divergence était limitée par la résolution de la mesure. Il était donc intéressant d'améliorer cette résolution afin de tester les limites de ce miroir, et faire apparaître une composante spéculaire de la réflexion accompagnée d'un fond diffus de divergence plus grande. Jusqu'ici nous effectuions les sélections et analyses de vitesses indirectement par des sélections spatiales à des positions déterminées : sélection spatiale par deux fentes, l'une au niveau de la source, l'autre au niveau du miroir, puis détection après rebond spatialement résolue (image sur une caméra CCD utilisant la fluorescence émise par les atomes). Cette méthode était à sa limite de résolution compte tenu du rapport signal à bruit. Pour augmenter le nombre d'atomes participant à la mesure, nous sommes donc passés à une sélection et une analyse effectuées directement dans l'espace des vitesses. Pour cela nous utilisons des transitions Raman entre les deux sous-niveaux hyperfins fondamentaux de l'atome de Rubidium 85. Si les deux faisceaux lasers induisant cette transition se propagent en sens opposé, la condition de résonance dépend de la vitesse de l'atome via l'effet Doppler (cf Fig. 16).



A Lâcher des atomes piégés préparés dans F=2

B Sélection de vitesse par impulsion Raman

C Réflexion des atomes dans F=3, collage des atomes dans F=2

D Analyse de vitesse par impulsion Raman de désaccord δ réglable

E Atomes dans F=3 poussés par faisceau résonnant

F Détection des atomes restant (F=2)

Fig. 16 : Etude de la spécularité du miroir à onde évanescente en utilisant une sélection et une analyse des vitesses par transitions Raman stimulées avec effet Doppler. Les atomes sont initialement préparés dans F=2. Ils peuvent être transférés dans F=3 par une 1ère transition Raman, rebondir sur le miroir, puis être ramenés dans F=2 par une 2e transition Raman et être détectés. Les faisceaux Raman se propageant en sens inverse, la condition de résonance dépend de la vitesse de l'atome. La 1ère transition Raman permet donc de sélectionner une vitesse incidente, et la 2e transition analyse la vitesse après réflexion (en balayant son désaccord δ). Les faisceaux Raman sont verrouillés en phase. La résolution est fixée par la durée pendant laquelle les atomes voient ces faisceaux.

De plus puisqu'il s'agit d'une transition entre niveaux fondamentaux, on peut s'arranger pour que la largeur de la transition Raman soit très petite, limitée uniquement par le temps d'interaction des atomes avec les faisceaux lasers. On a ainsi réalisé une sélection en vitesse des atomes avant le rebond et une analyse après le rebond avec une résolution de 0.3 fois la vitesse de recul (v_r=hk/m=6mm/s) ce qui correspond angulairement à 3 mrad pour la divergence du pinceau atomique ou encore 1.5 mrad en terme de déviation angulaire rms de la surface du miroir. Les premiers résultats ont été obtenus très récemment sur notre meilleur miroir à onde évanescente et font apparaître un pic réfléchi spéculaire dont la largeur est égale à la résolution (cf Fig. 17).

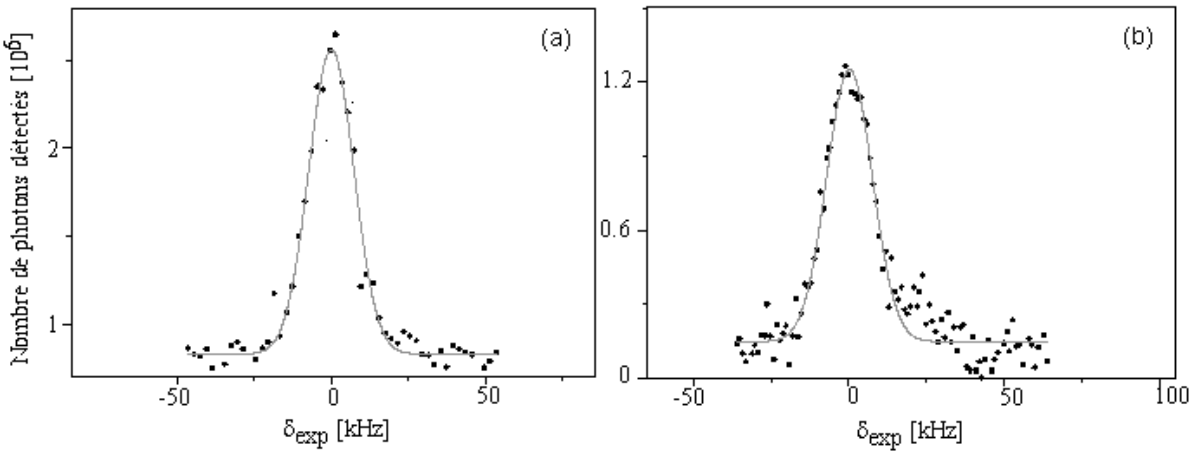


Fig. 17 : Distribution des vitesses atomiques (a) avant et (b) après rebond sur notre meilleur miroir à onde évanescente. La durée des impulsions est de 150μs, le désaccord de l'onde évanescente vaut 2.4GHz et l'intensité au centre du faisceau laser incident de 440W/cm^2. La courbe en trait plein est un ajustement de la courbe (a) par une gaussienne d'écart quadratique 7.3kHz. Elle a été également superposée à la courbe (b) pour faciliter la comparaison.

Un épaulement de faible amplitude apparaît au pied de ce pic spéculaire. Nous pensons qu'il provient d'un résidu d'émission spontanée dans l'onde évanescente, car il est dissymétrique dans la direction de l'onde incidente et que son amplitude augmente quand on diminue le désaccord du laser créant l'onde évanescente. Notons que des raisons techniques nous empêchent dans cette expérience d'augmenter le désaccord au-delà de 2.4GHz. Même en prenant en compte cet épaulement, un ajustement du profil expérimental après rebond par une gaussienne conduit à une limite supérieure à la déviation angulaire rms du miroir de ±1 mrad. Ceci est légèrement inférieur à la résolution du fait de notre bon rapport signal à bruit. Nous ne pouvons pas encore donner de limite inférieure en terme de coefficient de réflexion à laquelle ces mesures correspondraient car nous n'avons pas de calibration absolue du nombre d'atomes réfléchis. On peut cependant déjà conclure de ces premières expériences que ce miroir est le plus cohérent réalisé actuellement dans le monde. Des études complémentaires sur des miroirs de moins bon poli devraient nous permettre de faire apparaître un fond diffus d'atomes dus à la rugosité du miroir, et de les caractériser par un coefficient de réflexion. Nous espérons également faire un test de spécularité sur un miroir doté du meilleur poli sur lequel on aura déposé les couches diélectriques nécessaires à une exaltation de l'onde évanescente.

En conclusion nous avons identifié un certain nombre de phénomènes pouvant dégrader la cohérence de la réflexion sur un miroir à onde évanescente : émission spontanée,

rugosité du potentiel, impuretés de polarisation du laser. Certains d'entre eux s'appliquent aux autres types de miroir à atomes, en particulier aux miroirs magnétiques. Nous avons au fur et à mesure apporté des solutions à ces pertes de cohérence et, en parallèle, amélioré nos méthodes d'analyse. Nous disposons à l'heure actuelle à la fois des méthodes de caractérisation les plus précises et du meilleur miroir atomique du point de vue du maintien de la cohérence. Il s'agit d'un miroir à onde évanescente basé sur un prisme superpoli : la déviation angulaire rms par rapport à un miroir plan parfait est inférieure à 1 milliradian. Ce miroir peut se transformer en une séparatrice cohérente sous la forme d'un réseau de diffraction. Nous entrons désormais dans un domaine où une caractérisation de la qualité des miroirs sous la forme d'un pourcentage de pertes par diffusion, comme cela est fait pour les meilleurs miroirs optiques, est souhaitable. Nous comptons poursuivre dans cette voie. Nous travaillons également à l'amélioration des miroirs magnétiques, même si nous pensons qu'à l'heure actuelle ils sont plus difficiles à rendre très cohérents. Enfin nous souhaitons mettre notre expertise dans le domaine du maintien de la cohérence au service de l'étude des guides d'onde atomiques, magnétiques ou à onde évanescente, en vue d'applications à l'interférométrie (gyrométrie à ondes de matière) ou au traitement quantique de l'information.

2. Le miroir à atomes : une nanosonde d'effets de surface

Alors que la question du maintien de la cohérence des miroirs atomiques était au centre de notre programme de recherche dès la création de notre groupe en 1991, nous avions moins anticipé l'intérêt de la réflexion atomique comme nanosonde d'effets liés à la surface matérielle sur laquelle les atomes se réfléchissent. Toutefois cet intérêt s'est naturellement révélé lors des études détaillées que nous avons effectuées pour caractériser nos miroirs à atomes. Ainsi c'est en testant les conditions limites de réflexion autorisées par notre miroir que nous avons été conduits en 1996 à réaliser la première mesure de la force de van der Waals entre un atome dans l'état fondamental et une paroi diélectrique. Un peu plus tard, en cherchant à obtenir une résolution angulaire suffisante pour nos expériences de diffraction d'atomes, nous avons mis en évidence une réflexion diffuse et montré sa sensibilité à la rugosité de surface à l'échelle du nanomètre. Nous allons revenir dans cette partie sur ces deux phénomènes au travers non seulement des premières expériences qui les ont mis en évidence mais aussi des perspectives d'amélioration de la précision de ces sondes atomiques.

2.1. Sonder l'interaction de van der Waals entre l'atome dans son état fondamental et la paroi diélectrique

2.1.1. Rappels sur l'interaction de van der Waals atome-paroi et état de l'art

Rappelons tout d'abord l'origine de cette interaction de van der Waals. Si l'on place un dipôle électrique devant une paroi diélectrique, il va interagir avec son image dans le diélectrique ce qui va conduire à un potentiel attractif proportionnel au carré de la valeur du dipôle. Un atome neutre dans son état fondamental, bien que ne possédant pas de dipôle électrique permanent, présente un dipôle électrique fluctuant d'origine quantique, de valeur moyenne nulle mais dont le carré a une moyenne non nulle. Le potentiel de van der Waals sera donc proportionnel à cette valeur moyenne du carré du dipôle. Lorsque la distance entre l'atome et la surface est petite devant $\lambda/2\pi$ (λ longueur d'onde de la principale transition à partir de l'état fondamental), le dipôle et le champ rayonné par son image sont en phase et le potentiel varie comme en z^{-3} où z est la distance de l'atome à la surface : c'est le potentiel de van der Waals classique, encore appelé potentiel électrostatique ou de Lennard-Jones. Pour des distances z grandes devant $\lambda/2\pi$, le temps de propagation du champ rayonné par l'image produit un déphasage par rapport au dipôle et le potentiel décroît plus vite, en z^{-4} : c'est le potentiel de Casimir-Polder. Le calcul de ce potentiel de van der Waals à toutes distances est

un problème qui a suscité de nombreux travaux théoriques, mais peu d'expériences ont été réalisées. Après l'expérience pionnière de mise en évidence d'une force attractive par Shih et Parsegian en 1975, ce n'est que dans les années 90 que des études spectroscopiques sur une vapeur au voisinage d'une paroi diélectrique ont été menées à Villetaneuse et que l'interaction d'atomes de Rydberg avec des parois métalliques a été étudiée à Yale, conduisant notamment à une mesure de la force de Casimir Polder[1]. Des résultats très récents de réflexion d'atomes de néon métastable lents, en incidence rasante sur une surface de silicium, ont été présentés en juin 2000 par F. Shimizu [Shi 00].

2.1.2. Effet de l'interaction de van der Waals dans un miroir atomique à onde évanescente

Intéressons-nous maintenant à l'influence de ce potentiel de van der Waals dans une expérience typique de réflexion d'atomes. Pour avoir un ordre de grandeur de ce potentiel, prenons son expression dans le cas des courtes distances :

$$U \approx \hbar\Gamma/(2k_0 z)^3$$

où Γ et k_0 sont la largeur de raie et le vecteur d'onde correspondant à la transition dominante à partir de l'état fondamental de l'atome (vers le 1er état excité). Si l'on compare cela à une valeur typique de l'énergie cinétique des atomes, $5.3\hbar\Gamma$ pour des atomes de rubidium à 0.55m/s (chute libre de 15mm), on voit que le potentiel de van der Waals ne va jouer un rôle que pour des distances d'approche de la surface de l'ordre de $0.3k_0^{-1}$, soit 37nm. Ceci signifie donc que si l'on dispose d'un potentiel répulsif suffisamment fort pour que les atomes rebondissent à plus de 100nm de la surface, l'interaction de van der Waals aura un effet négligeable. C'est le cas par exemple de la plupart des miroirs magnétiques où les distances de rebond sont d'une dizaine de microns voire plus, ou pour les miroirs à onde évanescente lorsque la puissance laser est bien supérieure au seuil de réflexion. Par contre si l'on s'approche du seuil, la modification due à l'attraction de van der Waals va être importante. Ceci est illustré sur l'allure des potentiels (cf Fig. 18) où l'on voit que le potentiel total s'écarte notablement du potentiel dipolaire pour des distances inférieures à $0.5k_0^{-1}$, et en particulier que son maximum est réduit d'un facteur 3 par rapport à celui du potentiel dipolaire. On peut donc espérer mesurer cet effet.

---

[1] On pourra se reporter à [LCL 96] reproduit dans ce volume pour les références sur ce thème.

[Shi 00] F. Shimizu, « Specular reflection of slow atoms on solid surface », poster à ICAP 2000, Florence (Italie), juin 2000.

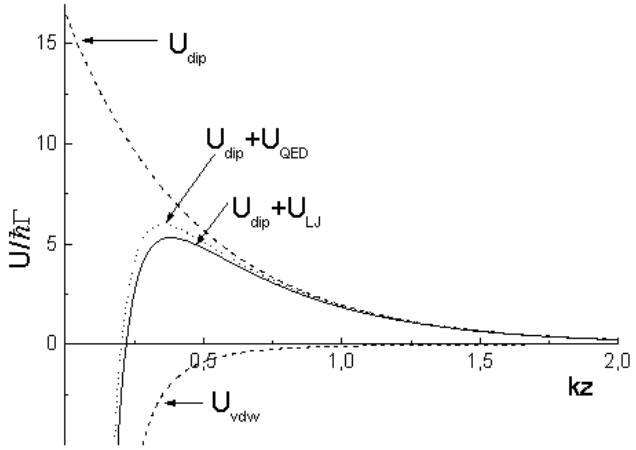


Fig. 18 : Allure des différents potentiels mis en jeu dans la réflexion d'atomes de rubidium sur un miroir à onde évanescente. U_{dip} est le potentiel dipolaire dû à l'onde évanescente (ici $k=1.08k_0$), U_{vdw} est le potentiel de van der Waals (représenté ici dans l'approximation électrostatique : $U_{vdw}=U_{LJ}$). Le potentiel total est également représenté dans deux cas : suivant que l'on a pris le modèle électrostatique pour calculer U_{vdw} ($U_{tot}=U_{dip}+U_{LJ}$) ou le modèle QED ($U_{tot}=U_{dip}+U_{QED}$). Le potentiel dipolaire maximal ($15.3\hbar\Gamma$) a été choisi pour que le maximum du potentiel total ($U_{tot}=U_{dip}+U_{LJ}$) soit égal à l'énergie cinétique incidente des atomes dans notre expérience ($5.3\hbar\Gamma$).

La figure montre également la différence que l'on peut attendre sur le potentiel total, suivant que l'on prend le modèle électrostatique de van der Waals (U_{LJ}) ou un modèle QED valable à toutes distances (une forme analytique approchée de ce potentiel, à 0.6% près pour des distances inférieures à $10k_0^{-1}$, est donnée dans [Lan 97], Eq II.48). La différence sur la valeur du maximum de potentiel est de 13% dans nos conditions expérimentales. La mesure des corrections dues aux effets de retard va donc nécessiter une plus grande précision sur la mesure du seuil de réflexion.

2.1.3. Mesure de la force de van der Waals à partir du seuil de réflexion d'un miroir atomique

L'expérience que nous avons réalisée en 1996 a consisté justement à mesurer le seuil de réflexion des atomes sur un miroir à onde évanescente [LCL 96]. L'idée est simple : pour une énergie cinétique incidente des atomes fixée, on mesure l'intensité laser la plus basse permettant la réflexion des atomes. La valeur de l'énergie incidente des atomes donne une

mesure du potentiel maximum, que l'on peut comparer au calcul de la somme du potentiel dipolaire, déterminé à partir de l'intensité minimale du laser, et du potentiel de van der Waals, calculé par différents modèles. La précision de la mesure provient de la faible dispersion en énergie incidente des atomes et du contrôle précis des caractéristiques du laser (puissance, désaccord, angle d'incidence) créant le potentiel dipolaire. Au premier abord, on pourrait penser que l'intensité du laser doit donc être uniforme sur tout le miroir pour définir le seuil avec précision. En pratique, et comme dans toutes les expériences de ce type, nous avons utilisé un faisceau gaussien pour créer notre onde évanescente, de sorte que tous les atomes tombant sur le miroir ne voient pas la même intensité. On n'obtient donc pas un seuil brutal de réflexion lorsqu'on diminue la puissance du laser, mais une diminution progressive du nombre d'atomes réfléchis, correspondant à une diminution de la surface effective du miroir, surface où l'intensité laser est supérieure au seuil. Ceci n'est pas gênant si le profil spatial d'intensité du faisceau est connu : dans le cas d'un faisceau gaussien, la surface effective va varier comme le logarithme du déplacement lumineux. Sur le tracé du nombre d'atomes réfléchis en fonction du déplacement lumineux en échelle log, on obtient bien une variation linéaire d'où l'on extrapole facilement le seuil (cf Fig. 19). L'utilisation d'un profil carré d'intensité, plus difficile à contrôler, n'est donc pas nécessaire.

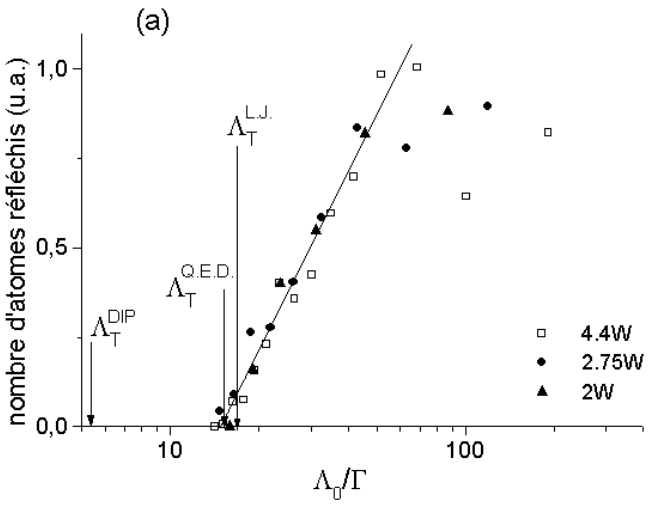


Fig. 19 : Nombre d'atomes réfléchis en fonction du déplacement lumineux à la surface du miroir Λ_0, pour différentes valeurs du désaccord et de la puissance de l'onde évanescente. Le laser incident est polarisé TE . Les flèches indiquent les seuils calculés : en ne prenant en compte que le potentiel dipolaire (Λ_T^{DIP}), en calculant le potentiel de van der Waals à partir du modèle de Lennard-Jones (Λ_T^{LJ}) ou en prenant en compte les effets de retard (Λ_T^{QED}).

[LCL 96] A. Landragin, J.-Y. Courtois, G. Labeyrie, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook, A. Aspect « Measurement of the van der Waals force in an atomic mirror », *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1464 (1996)

Les résultats expérimentaux que nous avons obtenu sont en très bon accord avec le calcul par l'électrodynamique quantique de l'interaction de van der Waals (prenant en compte les effets de retard). Des mesures ont été faites pour deux types de polarisation du laser créant l'onde évanescente. Les plus précises sont celles en polarisation TE (champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence), car dans ce cas le potentiel dipolaire est le même pour tous les atomes réfléchis, quel que soit leur sous-niveau Zeeman. Toutefois l'incertitude de mesure est de l'ordre de l'écart entre les prédictions données par la loi en z^{-3} et par le calcul QED. Si nous pouvons mettre en évidence la présence de corrections dues aux effets de retard, nous ne pouvons pas encore les mesurer. Plusieurs facteurs limitent cette précision : dispersion des vitesses atomiques incidentes, géométrie du faisceau laser, angle d'incidence sur le prisme, désaccord du laser et surtout puissance absolue du laser qui est la quantité la plus délicate à déterminer précisément.

A la suite de ce résultat qui était la première mesure du potentiel de van der Waals entre un atome dans l'état fondamental et une paroi diélectrique, nous avons retrouvé l'influence de la modification du potentiel dans plusieurs expériences réalisées par la suite. Pour des raisons de puissance incidente disponible, nous avons en général travaillé avec des intensités laser peu éloignées du seuil, typiquement à 10% au-dessus (le prisme de meilleur poli ne disposant pas alors de couches diélectriques amplifiant les ondes évanescentes). De plus, du fait de l'utilisation d'un faisceau gaussien pour créer l'onde évanescente, il existe toujours une fraction des atomes, tombant sur une couronne au bord du miroir effectif, qui rebondissent au voisinage du sommet de la barrière de potentiel. On est donc toujours sensible à la modification du potentiel dû à la surface.

2.1.4. Effet de l'interaction de van der Waals dans la diffraction atomique en incidence normale

Nous avons déjà parlé au ***§1.4*** de ces expériences de diffraction d'atomes en incidence normale sur une onde évanescente stationnaire, créée en rétroréfléchissant une faible partie du faisceau laser créant l'onde évanescente. A partir des distributions angulaires des atomes diffractés, on a pu remonter à un indice de modulation effectif de l'onde atomique après réflexion. Dans le cas du potentiel dipolaire seul, l'indice de modulation φ s'écrivait simplement en fonction du contraste ε de l'onde évanescente : $\varphi=\varepsilon P_z/\hbar\kappa$. La pente

correspondant à cette relation ($P_z/\hbar\kappa$=87) est représentée en pointillés sur la Fig. 20. On voit que l'indice de modulation mesuré (cercles) est plus grand, d'un facteur 1.35, et qu'il est en accord avec un calcul de l'indice de modulation de l'onde atomique à partir du potentiel total $U_{dip}+U_{vdw}$ (tirets).

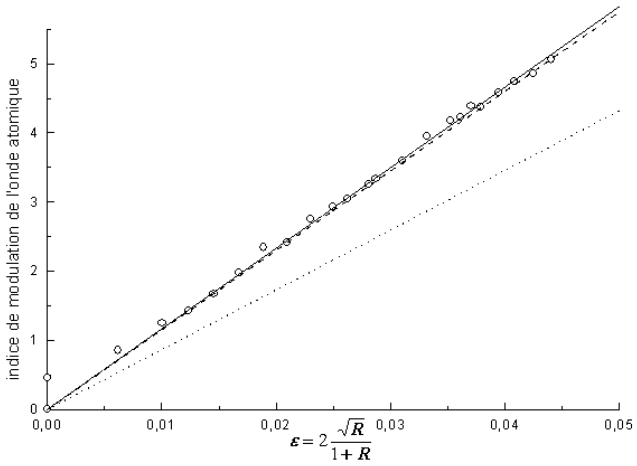


Fig. 20 : Indice de modulation de l'onde atomique déduit des profils atomiques diffractés, en fonction du contraste de l'onde évanescente stationnaire. On a repris la Fig. 9 en y ajoutant l'indice de modulation attendu en l'absence de van der Waals (ligne en pointillés). Rappelons que la ligne en tirets est la prévision théorique, sans paramètre ajustable, prenant en compte l'allure du potentiel total ($U_{dip}+U_{QED}$). Elle est en bien meilleur accord avec les points expérimentaux (cercles). La ligne continue est simplement un ajustement des points expérimentaux par une droite passant par zéro.

On peut comprendre l'augmentation de l'indice de modulation par le fait que la modification du potentiel conduit à un temps plus long passé par les atomes dans l'onde évanescente (point de rebroussement plus proche de la surface, pente du potentiel moins raide). Le déphasage de l'onde atomique est plus grand pour une même intensité laser, et l'amplitude des variations quand l'intensité est modulée est elle aussi augmentée. L'expression de l'indice de modulation de l'onde atomique n'est cependant plus aussi simple, et en particulier elle dépend de la valeur du potentiel dipolaire. Il faudrait donc en principe déterminer préciser l'intensité du laser pour faire un calcul de l'indice de modulation attendu. Nous avons cependant constaté numériquement que, dans la plage de variation de nos paramètres expérimentaux, la relation entre l'indice de modulation et le contraste de l'onde évanescente stationnaire ne dépendait que du rapport E_{in}/U_{max}, entre l'énergie cinétique incidente des atomes et le maximum du potentiel total. Plutôt que de mesurer l'intensité absolue du laser, nous l'avons déduite d'une mesure du seuil de réflexion, mettant ainsi à profit la mesure de la force de van der Waals décrite dans le paragraphe précédent. Nous

avons donc déterminé l'intensité correspondant au seuil, et l'avons augmenté d'un facteur connu (10% dans ce cas).

Finalement le bon accord théorie-expérience dans cette mesure de l'indice de modulation confirme la mesure de seuil que nous avions faite dans [LCL 96], mais n'apporte pas d'information nouvelle sur le potentiel de van der Waals. On aurait pu le croire, car la diffraction est en principe sensible à la phase atomique accumulée le long de toute la trajectoire de l'atome dans le potentiel. Mais finalement le facteur dominant est la variation du potentiel au voisinage du point de rebroussement, où les atomes passent le plus de temps.

2.1.5. Mesure interférométrique de l'interaction de van der Waals dans l'onde évanescente

Une autre manifestation de la variation du déphasage atomique avec la forme du potentiel est apparue dans nos expériences de diffraction d'atomes en incidence rasante. Nous avons déjà parlé de ces expériences, comme illustration d'un processus possible de perte de cohérence de l'onde atomique à la réflexion, lorsqu'on ne contrôle pas bien l'état interne de l'atome et la polarisation du laser (cf § 1.5). Ici nous allons nous intéresser au phénomène d'interférence atomique qui apparaît dans l'efficacité de diffraction. Pour cela, reprenons la description de l'expérience dans le référentiel du laboratoire, où les atomes sont réfléchis en incidence normale sur une onde évanescente intense uniforme de fréquence ω et de polarisation σ^-. Cette onde induit des potentiels dipolaires répulsifs différents pour les différents sous-niveaux Zeeman atomiques. La présence d'une autre onde évanescente de faible intensité, de polarisation π et de fréquence $\omega-\Delta\omega$ réglable, permet d'induire des transitions Raman stimulées entre ces sous-niveaux Zeeman (on peut se reporter à la Fig. 12 du §1.5). On peut alors créer une superposition cohérente d'atomes dans deux états internes, qui vont évoluer le long de potentiels différents puis se recombiner sous l'effet d'une deuxième transition Raman. Le nombre d'atomes dans l'un ou l'autre état interne, à la sortie de l'onde évanescente après réflexion, va alors dépendre du déphasage de l'onde atomique entre les deux chemins, de façon analogue à l'intensité à la sortie d'un interféromètre de Michelson. Cette analogie est particulièrement claire lorsqu'on représente les potentiels des deux niveaux internes en fonction de la distance à la surface, décalés de la différence d'énergie $\hbar\Delta\omega$ induite par la transition Raman (cf Fig. 21).

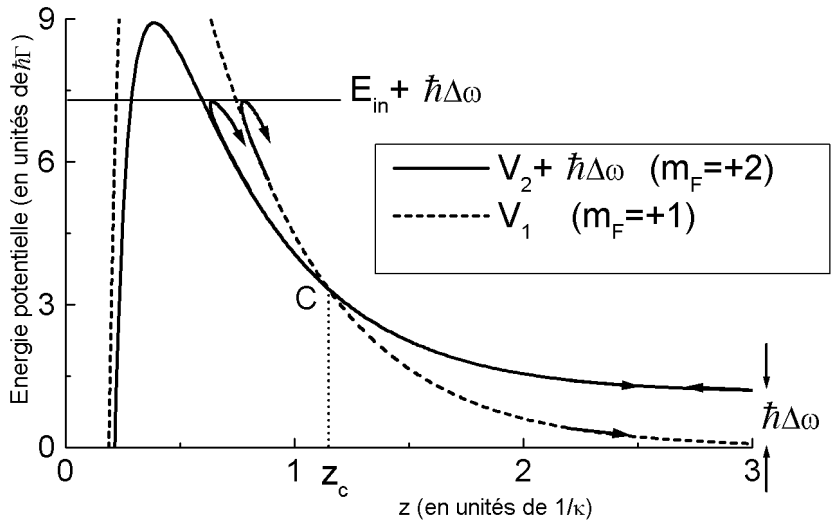


Fig. 21 : Energie potentielle des deux sous-niveaux Zeeman de l'atome de rubidium, sous l'effet de l'interaction dipolaire et de l'interaction de van der Waals. L'interaction dipolaire est plus forte pour le sous-niveau m_F=+1 car la polarisation de l'onde évanescente est σ^-. L'énergie du sous-niveau m_F=+2 a été décalée de $\hbar\Delta\omega$ pour faire apparaître la transition Raman stimulée entre les deux sous-niveaux comme un croisement des courbes de potentiel. Les atomes initialement dans l'état m_F=+2, traversent deux fois le point de croisement en z_c et peuvent ressortir soit dans l'état m_F=+1, soit dans m_F=+2. Les deux chemins possibles donnent lieu à une interférence qui dépend de la position du point de croisement z_C.

La transition Raman joue le rôle d'une lame séparatrice dont la position le long du potentiel dépend de l'écart en fréquence $\Delta\omega$ entre les deux lasers . On s'attend donc à ce que le nombre d'atomes sortant dans m_F=+1 oscille lorsque l'on fait varier $\Delta\omega$, puisque l'on modifie le déphasage entre les deux voies de l'interféromètre. C'est bien ce que nous avons observé (cf Fig. 22).

La position de ces franges d'interférence est très sensible à la forme exacte du potentiel : dans les conditions de notre expérience, l'interaction de van der Waals conduit à des franges décalées d'une demi-période par rapport au cas du potentiel dipolaire seul. Par ailleurs l'efficacité de la transition Raman (équivalente au coefficient de réflexion de la lame séparatrice) dépend elle aussi de $\Delta\omega$: elle est maximale si la transition est résonante au voisinage du point de rebroussement de la trajectoire atomique ($\Delta\omega \approx 18$MHz pour nos conditions expérimentales).

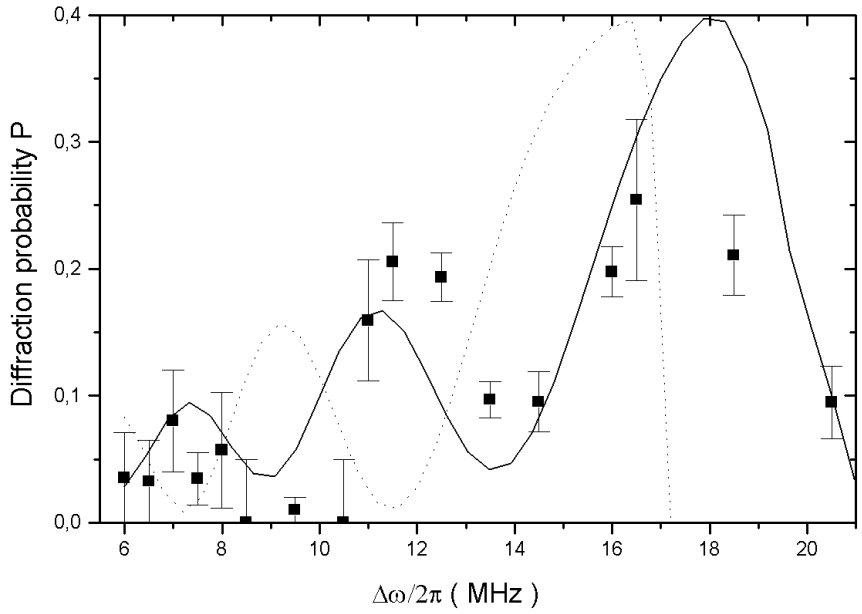


Fig. 22 :Fraction d'atomes diffractés, c'est-à-dire sortant de l'interféromètre représenté sur la Fig. 21, dans l'état m_F=+1. La ligne continue est une prédiction théorique prenant en compte le potentiel de van der Waals (modèle QED) tandis que la ligne pointillée ne prend en compte que le potentiel dipolaire. Les probabilités théoriques ont dues être réduites d'un facteur 2.4 pour obtenir un bon accord avec l'expérience **[CSH 98]**. *Par contre la phase des franges d'interférence n'a pas été ajustée et elle est en bon accord avec le calcul prenant en compte l'interaction de van der Waals.*

Au-delà de la mise en évidence, une fois encore, de l'importance de la prise en compte de l'interaction de van der Waals, nous nous sommes intéressés au potentiel de cette méthode pour mesurer les effets de retard **[MCS 00].** Une première constatation importante est que le décalage des franges d'interférence est dû principalement à la modification du maximum de potentiel. Ceci est lié au fait que la valeur de $\Delta\omega$ correspondant au maximum d'efficacité de la transition (position de la frange la plus à droite) est essentiellement fixée par la position du point de rebroussement de la trajectoire atomique. On est donc ramené, comme pour les expériences de 1996 et 1997, à une mesure du seuil de réflexion. Toutefois, dans le cas de la diffraction en incidence normale, on n'avait qu'un point de comparaison, donné par la valeur de la pente de l'indice de modulation en fonction du contraste. Ici, on dispose de plus d'information grâce à la variation du paramètre $\Delta\omega$: au fur et à mesure qu'on diminue

---

[CSH 98] L. Cognet, V. Savalli, G.Zs.K. Horvath, D. Holleville, R. Marani, C. I. Westbrook, N. Westbrook, A. Aspect, « Atomic interference in grazing incidence diffraction from an evanescent wave mirror »**,** *Phys. Rev. Lett.* 81, 23 (1998) 5044-5047

[MCS 00] R. Marani, L. Cognet, V. Savalli, N. Westbrook, C. I. Westbrook, A. Aspect, « Using atomic interference to probe atom-surface interaction », *Phys. Rev. A* 61, 053402 (2000).

$\Delta\omega$ à partir de l'efficacité maximale, on éloigne la séparatrice du point de rebroussement et on explore une zone de plus en plus grande des potentiels. Ceci est illustré sur la Fig. 23 où l'on a dans un premier temps imposé une même barrière de potentiel total quel que soit le modèle choisi pour le calcul du potentiel de van der Waals, et dans un deuxième temps superposé les franges de droite afin de montrer l'effet sur l'espacement des franges des différentes formes de potentiel.

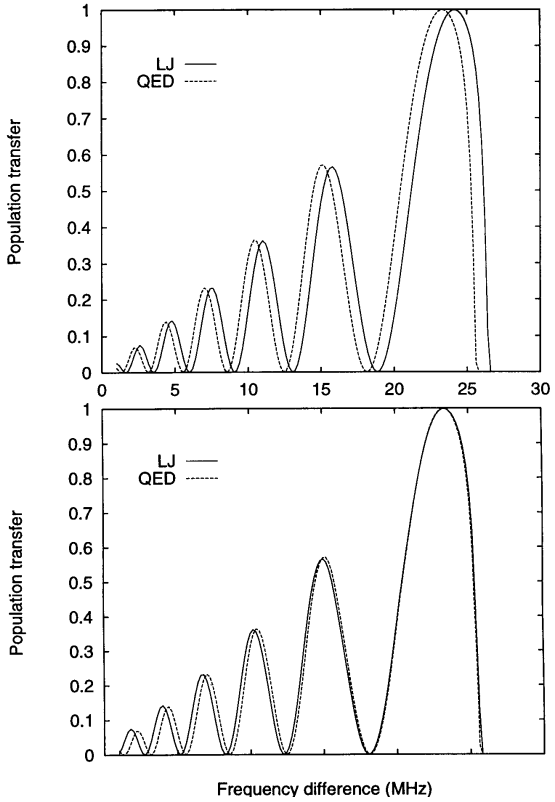


Fig. 23 : Efficacité de transfert vers m_F=+1 calculée pour des atomes de rubidium lâchés 23mm au-dessus du miroir, en fonction de l'écart de fréquence entre les deux faisceaux lasers induisant la transition Raman entre m_F =2 et m_F =1. Le trait pointillé correspond à un calcul utilisant le modèle QED pour le potentiel de van der Waals, le trait plein le modèle électrostatique de Lennard-Jones. La valeur du maximum de potentiel a été fixée à la même valeur dans les deux cas (on a dû modifier légèrement pour cela l'intensité du faisceau laser). La figure du dessous correspond aux mêmes courbes, que l'on a artificiellement superposées aux fréquences élevées, afin de faire apparaître la différence d'écart entre les franges.

Avec un rapport signal à bruit amélioré sur ces mesures de franges d'interférence, on pourrait peut-être distinguer ces effets. Une amélioration possible consisterait à réaliser des transitions Raman entre les deux sous niveaux hyperfins au lieu des cinq sous-niveaux Zeeman, ce qui permettrait d'augmenter l'efficacité de transfert sans être gêné par les autres sous-niveaux et aussi de mieux séparer les états en sortie. Il n'en reste pas moins que cette méthode interférométrique est moins puissante qu'on aurait pu l'espérer, l'effet dominant la phase des franges restant la modification du maximum de potentiel.

2.1.6. Bilan et perspectives

Si l'on fait le bilan des différentes mesures de l'interaction de van der Waals que nous avons effectuées à l'aide d'un miroir atomique à onde évanescente, on voit qu'elles sont toutes en accord avec le modèle QED. La plus précise de ce point de vue reste la mesure du seuil de réflexion publiée en 1996, où les effets de retard ont pu être mis en évidence mais pas encore mesurés précisément. Des améliorations sont envisageables pour y arriver. La mesure interférométrique utilisant les transitions Raman dans l'onde évanescente est potentiellement plus puissante car elle met en jeu le déphasage de l'onde atomique et elle contient plus d'informations sur la forme du potentiel et non sur un seul point. Actuellement sa précision est limitée par le rapport signal à bruit, mais des améliorations sont là aussi envisageables. Il s'agit toutefois d'une expérience techniquement plus compliquée.

Une autre voie intéressante consiste à amener le point de rebroussement de la trajectoire à des distances plus grandes de la surface (quelques $\lambda/2\pi$), où les effets de retard seraient plus importants. On peut le faire simplement en changeant la longueur de décroissance de l'onde évanescente. On peut aussi utiliser des atomes d'énergie cinétique plus faible, de l'ordre de l'énergie de recul, permettant de plus d'utiliser un potentiel dipolaire plus faible, qui masquera moins le potentiel de van der Waals. Ceci est intéressant aussi bien pour la simple mesure de seuil que pour la méthode interférométrique, où nous avons montré que le régime des grandes longueurs d'onde de de Broglie était très sensible aux effets de retard [MCS 00]. On peut pour atteindre ce régime réduire la vitesse incidente des atomes ou utiliser des atomes plus légers comme les atomes d'hélium métastable (ou les deux). Notons enfin que l'on peut imaginer sonder la forme du potentiel par d'autres méthodes, comme l'effet tunnel à travers la barrière de potentiel ou la réflexion quantique pour une énergie incidente supérieure à la barrière, comme cela a été proposé dans [SCR 97] et [CSR 98].

[SCR 97] B. Segev, R. Coté, M.G. Raizen, Phys. Rev. A 56, R3350 (1997)

[CSR 98] R. Coté, B. Segev, M.G. Raizen, Phys. Rev. A 58, 3999 (1998)

2.2. Sonder la rugosité d'une surface diélectrique à l'échelle subnanométrique

A travers l'interaction de van der Waals, c'est l'interaction de l'atome avec la paroi matérielle que nous avons sondée, l'onde évanescente n'étant qu'un outil permettant de contrôler la distance d'approche des atomes à la surface. Nous considérons maintenant l'atome comme un outil pour sonder le profil de l'onde évanescente, ou plus généralement le champ optique proche, et en déduire des informations sur la surface. C'est le potentiel dipolaire qui va nous intéresser ici, le potentiel de van der Waals n'étant plus qu'un effet secondaire qui empêche l'atome de rebondir très près de la surface.

2.2.1. Quelle information peuvent nous donner les atomes et avec quelle sensibilité ?

L'information va être contenue dans la trajectoire des atomes réfléchis, qui va dévier d'une réflexion spéculaire parfaite si la surface est rugueuse. Par rapport au point de vue que nous avions pris dans la partie 1, cette déviation n'est plus un effet « parasite » dont on veut se débarrasser pour maintenir la cohérence de la réflexion atomique, mais un effet que l'on veut utiliser pour effectuer une mesure de la rugosité d'une surface. On peut faire une analogie entre la mesure de la distribution des vitesses des atomes réfléchis par un miroir atomique et la caractérisation d'une surface réfléchissante par diffusion de la lumière, dont on mesure la distribution angulaire. Comme dans ce cas, on obtiendra une information statistique sur la surface couverte par le faisceau atomique (de l'ordre du mm^2). Dans notre cas, l'onde optique est remplacée par une onde atomique, de longueur d'onde beaucoup plus courte (8nm au lieu de 800nm). La sensibilité verticale est donc potentiellement 100 fois meilleure, soit une fraction de $\lambda_{dB}/2\pi$ ($\approx$1nm dans nos expériences). Cette grande sensibilité, qui nous a obligé à utiliser des surfaces d'excellent poli pour maintenir la cohérence de la réflexion atomique (cf partie 1.3 précédente), devient maintenant un avantage pour réaliser une sonde nanométrique de la rugosité de surface.

Nous allons maintenant rappeler les résultats préliminaires que nous avons obtenus dans ce domaine, discuter des difficultés d'interprétation quantitative en terme de rugosité de surface, et présenter les perspectives qui sont ouvertes par les nouvelles méthodes de détection que nous avons mises en œuvre récemment.

2.2.2. Mesure de l'élargissement du nuage atomique pour différents substrats

Reprenons avec ce point de vue les premières expériences qui ont mis en évidence un élargissement du nuage atomique différent suivant le substrat utilisé **[LLH 96].** Une onde atomique collimatée, de divergence 10 mrad, de longueur d'onde $\lambda_{dB} \approx 8$nm est incidente sur le miroir atomique et se réfléchit sur une surface voisine du mm^2. Nous analysons la distribution spatiale des atomes à plusieurs instants après rebond, afin de remonter à la distribution angulaire (cf Fig. 5). On déconvolue cette distribution angulaire par le profil attendu dans le cas d'une réflexion spéculaire, c'est-à-dire une gaussienne de largeur rms 10 mrad. On en déduit donc une fonction d'élargissement gaussienne dont on donne l'écart quadratique moyen θ_{diff} en mrad (10 mrad correspond à 1 v_{rec}, unité qui avait été utilisée lors de la publication des résultats, par comparaison à l'émission spontanée). Par cette méthode, nous avons testé trois surfaces diélectriques. Deux prismes taillés dans le même verre et polis en même temps, l'un (appelé C) avec couches diélectriques amplifiant l'onde évanescente, l'autre (B) sans couches, ont conduit à un même élargissement de la distribution angulaire des atomes réfléchis, $\theta_{diff} \approx 50$mrad, tandis que le troisième prisme (A), taillé dans un verre différent et réputé de meilleur poli (d'après le fabricant), n'induisait pas d'élargissement de la distribution angulaire initiale (cf Fig. 6), ce que l'on peut traduire par $\theta_{diff}=0\pm10$mrad (limite fixée par la largeur de la fonction de résolution). Grâce au prisme C, doté de couches diélectriques permettant d'amplifier l'onde évanescente d'un facteur 10^3 (cf §1.2), nous avons pu faire varier l'intensité et le désaccord du laser dans une large plage, sans modifier l'élargissement du nuage atomique, toujours identique à celui du prisme B. Ceci a permis d'éliminer l'émission spontanée, mais aussi la diffusion dans le volume et les réflexions parasites (proportionnellement moins importantes par rapport à l'onde évanescente pour C que pour B puisqu'elles ne sont pas amplifiées) comme origines possibles de l'élargissement. Nous avons alors analysé la rugosité de ces différents substrats par deux méthodes disponibles à l'Institut d'Optique, la profilométrie optique hétérodyne et la microscopie à force atomique. Nous avons obtenu une rugosité de l'ordre de 0.1nm pour le prisme A, et de 0.2nm pour les prismes B et C. L'ensemble de ces tests semble donc corréler la rugosité de surface et l'élargissement θ_{diff} du nuage atomique. Remarquons que les rugosités des trois substrats utilisés sont très faibles, ce qu'on appelle couramment des « superpolis ». On retrouve donc l'idée que c'est la faible longueur d'onde atomique qui donne une grande sensibilité des

---

[LLH 96] A. Landragin, G. Labeyrie, C. Henkel, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook, A. Aspect « Specular versus diffuse reflection of atoms from an evanescent wave mirror », *Opt. Lett.* 21, 1591 (1996).

atomes (0.1nm ou 0.2nm à comparer à $\lambda_{dB}/2\pi \approx 1$nm). Toutefois, on peut être étonné du fait que les atomes, qui rebondissent à une cinquantaine de nanomètres de la surface, sont capables de « voir » des variations d'une fraction de nanomètre. D'autre part, le brutal élargissement de la distribution angulaire des atomes lorsque la rugosité passe seulement de 0.1 à 0.2 nm, reste à élucider. En fait le lien quantitatif entre l'élargissement θ_{diff} et la rugosité de surface n'est pas un problème simple.

2.2.3. Lien entre la largeur du nuage atomique et la rugosité de la surface

A la différence de l'onde lumineuse, l'onde atomique n'est pas réfléchie directement sur la surface matérielle, mais elle interagit en volume avec le potentiel lumineux créé dans le champ proche de la surface. On peut donc séparer le problème en deux. Dans un premier temps, il faut calculer le champ proche correspondant à une surface rugueuse donnée, éclairée par un faisceau laser en réflexion totale : c'est un problème bien connu des microscopistes en champ proche, mais qui n'en est pas moins complexe. Dans un second temps, il faut déterminer l'effet du potentiel dipolaire créé par ce champ sur les atomes, sachant que la réflexion atomique ne se fait pas sur un miroir « dur » mais plutôt sous la forme d'un effet mirage.

Une approche de ce problème a été abordée dans **[HMK 97a]** dans le cas de champs lumineux scalaires et de surfaces de faible rugosité. Pour le calcul du champ proche, le choix d'une rugosité faible devant la longueur d'onde du laser créant l'onde évanescente permet de se placer dans le cadre de l'approximation de Rayleigh. On trouve alors que le profil du potentiel dipolaire vu par les atomes reproduit la rugosité de la surface avec un filtrage, c'est-à-dire une atténuation de la contribution des fréquences spatiales supérieures à k_0 (vecteur d'onde du laser incident), d'autant plus marquée que la distance de rebond est grande. Le comportement des atomes réfléchi sur ce potentiel dipolaire est ensuite calculé dans deux situations approchées. Si la rugosité du potentiel dipolaire est petite devant la longueur d'onde de de Broglie des atomes λ_{dB}, la réflexion atomique est majoritairement spéculaire et la probabilité totale de réflexion atomique diffuse est majorée par $(4\pi\sigma/\lambda_{dB})^2$ où σ est la rugosité du potentiel, dont on a vu qu'elle était reliée à celle de la surface. Si la rugosité n'est pas petite devant la longueur d'onde atomique, mais que la longueur de décroissance de l'onde évanescente n'est pas trop grande, on utilise l'approximation du réseau de phase mince que nous avions déjà développé [CCA 94] pour décrire la diffraction atomique sur une onde évanescente stationnaire [LCH 97]. Dans cette approche la déformation de la surface

équipotentielle dipolaire se traduit par un déphasage de l'onde atomique et donc par une figure de diffraction à grande distance du miroir. A chaque fréquence spatiale de la rugosité est associée une direction angulaire diffractée. Le nombre d'atomes diffractés dans une direction q est donc directement relié à la densité spectrale de rugosité, et une expérience résolue en angle doit donner accès à cette quantité.

Si nous revenons à nos expériences de 1996, cette analyse nous montre que la seule mesure de θ_{diff} n'est pas suffisante, et qu'il faut caractériser les surfaces non seulement par un écart quadratique moyen σ à la surface idéale, mais par le spectre en fréquences spatiales de cette rugosité. Remarquons que les valeurs de σ données pour les prismes que nous avions étudiés correspondaient d'ailleurs à des mesures dans des gammes de fréquences spatiales différentes (cf Fig. 24).

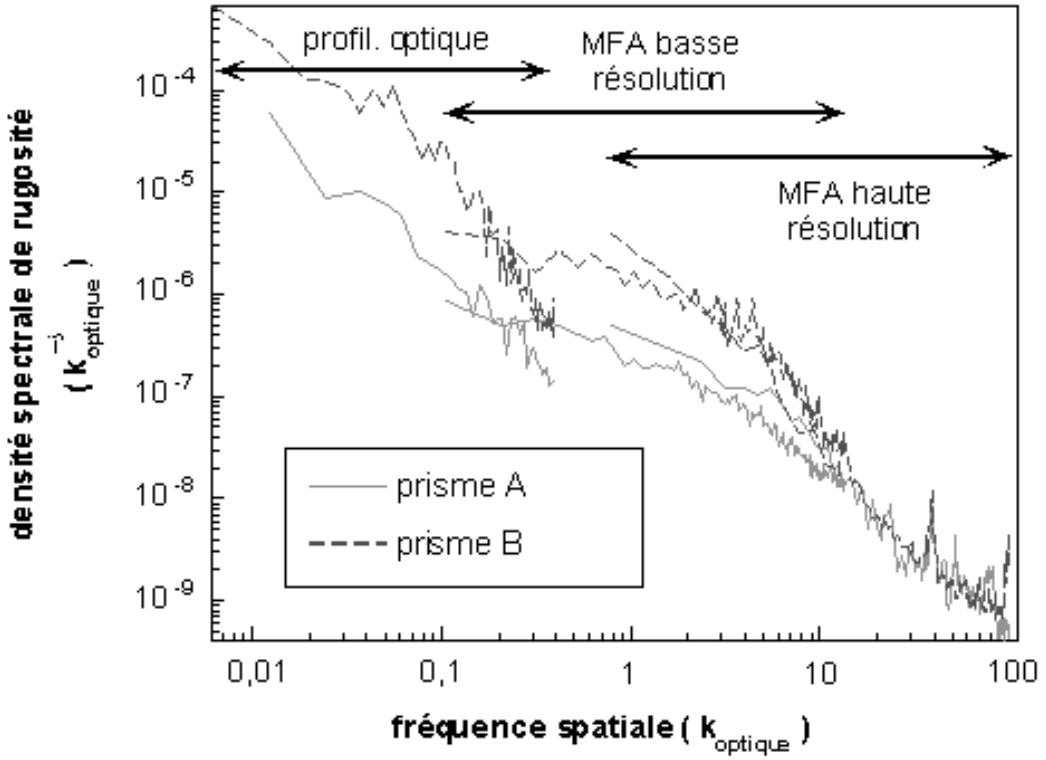


Fig. 24 :Densités spectrales de rugosité à une dimension mesurées sur les prismes A (trait plein) et B (pointillés) avec le profilomètre optique et le microscope atomique. Ce dernier a été utilisé soit à basse résolution (points de mesure tous les 30 nm, sur une surface totale couverte carrée de 7.5μm de côté), soit à plus haute résolution (résolution de 4 nm sur une surface de 1μm de côté).

De ce point de vue, notre méthode est complémentaire des mesures locales de profil de rugosité. Il s'agit d'une mesure globale qui donne accès au spectre, c'est-à-dire à la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation du profil de la surface.

2.2.4. Perspectives

Nous voyons donc que si la réflexion d'atomes est un moyen très sensible de caractériser la rugosité d'une surface, beaucoup de travail reste à faire pour pouvoir relier de façon quantitative les distributions de vitesses d'atomes réfléchis et les propriétés de la surface. Il serait intéressant de reprendre des expériences avec un plus grand nombre de substrats réalisés dans un même matériau et de rugosités contrôlées. Techniquement, l'utilisation de prismes en silice serait plus commode car les méthodes de polissage sont mieux maîtrisées que pour les matériaux de haut indice utilisés jusqu'ici (choisis initialement pour permettre la réalisation des guides d'onde diélectriques). L'utilisation de notre toute nouvelle méthode de sélection et d'analyse des vitesses atomiques par transitions Raman (cf §1.7) permettrait d'avoir la résolution suffisante à la séparation d'un pic spéculaire et d'un fond diffus d'atomes réfléchis, et donc d'accéder pour chaque surface à la proportion d'atomes diffusés (rapport des aires du pic spéculaire au fond diffus) et à la densité spectrale de rugosité (forme du fond diffus). Une étude quantitative de la réflexion d'atomes par différents prismes devra bien sûr s'accompagner, comme nous l'avons fait lors de nos résultats préliminaires sur les prismes A, B, C, de mesures de rugosité par d'autres méthodes plus traditionnelles. Ces comparaisons permettront alors de conclure sur les possibilités d'utiliser les nanosondes atomiques dans de véritables applications.

Conclusion et perspectives

Au-delà du bilan et des perspectives développées sur chacun des thèmes abordés ici, il est intéressant de tirer un bilan de la démarche que nous avons suivie afin de faire émerger ces différents thèmes au fur et à mesure de notre travail. Guidés par un objectif initial, qui était de réaliser des miroirs atomiques cohérents, nous avons souvent tiré parti d'une analyse détaillée de nos résultats expérimentaux, ainsi que de nouvelles méthodes de détection mises en œuvre expérimentalement. Dans ce domaine, nous avons encore en projet la détection du déphasage produit par les atomes sur le faisceau laser en réflexion totale **[AKV 95]**, notre objectif étant alors de réaliser cette détection sans induire d'émission spontanée pour les atomes, de façon à ne pas perturber leur trajectoire. Cette détection est très délicate du fait de la faiblesse du déphasage induit, et ce pendant une durée limitée au temps du passage de l'atome dans l'onde évanescente. Elle doit pouvoir bénéficier grandement de l'exaltation des ondes évanescentes, qui amplifie d'un même facteur le déphasage induit. Nous avons effectué une première étape expérimentale en mesurant de très faibles déphasages dans une configuration de temps de vol **[SHF 99].**

Nous souhaitons également nous intéresser au piégeage d'atomes au voisinage des surfaces et à leur couplage dans des guides d'onde à atomes, qui sont particulièrement aisés à réaliser avec des structures magnétiques. La question du maintien de la cohérence de l'onde atomique nous intéressera tout particulièrement, en particulier si l'on s'approche très près de la surface. Coupler l'utilisation de ces éléments optiques avec un « laser à atomes », que nous développons par ailleurs dans notre groupe, est également une voie très prometteuse : observation du speckle d'un condensat de Bose-Einstein réfléchi sur un miroir, couplage efficace dans un guide d'onde. Nous espérons que cette nouvelle voie sera aussi riche en surprises que l'a été la quête des miroirs atomiques cohérents.

[AKV 95] A. Aspect, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, P. Vignolo, C.I. Westbrook, « Nondestructive detection of atoms bouncing on an evanescent wave », Phys. Rev. A52, 4704 (1995).

[SHF 99] V. Savalli, G.Zs.K. Horvath, P.D. Featonby, L. Cognet, N. Westbrook, C.I. Westbrook, A. Aspect, « Optical detection of cold atoms without spontaneous emission », Opt. Lett. 24, 1552 (1999).

Rappel des références bibliographiques citées dans le texte

Les références en gras sont celles qui sont reproduites en annexe.

[AKV 95] A. Aspect, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, P. Vignolo, C.I. Westbrook, « Nondestructive detection of atoms bouncing on an evanescent wave », Phys. Rev. A52, 4704 (1995).

[BAG 96] R. Brouri, Asimov R., Gorlicki M., Feron S., Reinhardt J., Lorent V., Haberland**,** «Thermal atomic beam splitting by an evanescent standing wave », Opt. Commun. **124**, 448 (1996).

[BBB 99] K. Bongs, S. Burger, G. Birkl, K. Sengstock, W. Ertmer, K. Rzazewski, A. Sanpera, M. Lewenstein, « Coherent evolution of bouncing Bose-Einstein condensates », Phys Rev. Lett. 83, 3577 (1999).

[BKG 00] I. Bloch, M. Köhl, M. Greiner, T.W. Hänsch, T. Esslinger, « Mirror, beam splitter, and resonator for atom lasers using Raman transitions », poster présenté à ICAP2000, Florence (juin 2000)

[CCM96] J.Y. Courtois, J.M. Courty, J. Mertz, « Internal dynamics of multilevel atoms near a vacuum-dielectric interface », *Phys. Rev. A*53, 1862 (1996).

[Cog 99] L. Cognet, thèse de doctorat de l'Université Paris-Sud, « Miroirs atomiques : diffraction en incidence rasante et rugosité d'un miroir magnétique », 24 juin 1999.

[CSF 99] L. Cognet, V. Savalli, P.D. Featonby, K. Helmerson, N. Westbrook, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, A. Aspect, G. Zabow, M. Drndic, C.S. Lee, R.M. Westervelt, M. Prentiss, « Smoothing a current carrying atomic mirror », Europhys. Lett. 47, 538 (1999)

[CSH 98] L. Cognet, V. Savalli, G.Zs.K. Horvath, D. Holleville, R. Marani, C. I. Westbrook, N. Westbrook, A. Aspect, « Atomic interference in grazing incidence diffraction from an evanescent wave mirror », Phys. Rev. Lett. 81, 23 (1998) 5044-5047.

[CSS 94] M. Christ, A. Scholz, M. Schiffer, R. Deutschmann, W Ertmer, « Diffraction and Reflection of a Slow Metastable Neon Beam by an Evanescent Light Grating »**,** Opt. Commun., 107, 211(1994).

[DZL 99] M. Drndic, G. Zabow, C.S. Lee, J.H. Thywissen, K.s. Johnson, M. Prentiss, R.M. Westervelt, P.D. Featonby, V. Savalli, L. Cognet, K. Helmerson, N. Westbrook, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, A. Aspect, « Properties of microelectromagnet mirrors as reflectors of cold atoms », *Phys. Rev. A*.60, 4012 (1999).

[EWH93] T. Esslinger, M. Weidemüller, A. Hemmerich, T. Hänsch, « Surface-Plasmon mirror for atom optics », Opt. Lett. 18, 450 (1993).

[FRL12] S. Feron, J. Reinhardt, S. Le Boiteux, O. Gorceix, J. Baudon, M. Ducloy, J. Robert, Ch. Miniatura, S. Nic Chormaic, H. Haberland, V. Lorent, « Reflections of metastable neon atoms by a surface plasmon wave », Opt. Comm. 102, 83 (1993).

[HCA94] C. Henkel, J.Y. Courtois, A. Aspect, « Atomic diffraction by a thin phase grating », J. Phys II (France) 4, 1955 (1994).

[Hen 96] C. Henkel, thèse de doctorat de l'Université Paris-Sud, « Réflexion et diffraction d'atomes lents par un miroir à onde évanescente », 11 décembre 1996.

[HiH 99] E.A. Hinds, I.G. Hughes, « Magnetic atom optics : mirrors, guides, traps, ans chips for atoms », J. Phys. D : Appl. Phys. 32, R119 (1999) : article de revue avec nombreuses références sur les miroirs magnétiques.

[HMK 97a] C. Henkel, K. Mølmer, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook, A. Aspect « Diffuse atomic reflection at a rough mirror », *Phys. Rev.* A55, 1160 (1997)

[HMK 97b] C. Henkel, K. Mølmer, R. Kaiser, C.I. Westbrook, « Atomic diffraction assisted by a stimulated Raman transition », Phys Rev A 56, R9 (1997).

[HWW99] C. Henkel, H. Wallis, N. Westbrook, C.I. Westbrook, A. Aspect, K. Sengstock, W. Ertmer, « Theory of atomic diffraction from evanescent waves », Appl. Phys. B69, 277 (1999).

[INS 96] H. Ito, T. Nakata, K. Sakaki, M. Ohtsu, K. Lee, W. Jhe, « Laser spectroscopy of atoms guided by evanescent waves in a small hollow fiber », Phys Rev Lett 76, 4500 (1996).

[KLV94] R. Kaiser, Y. Lévy, N. Vansteenkiste, A. Aspect, W. Seifert, D. Leipold, J. Mlynek, « Resonant enhancement of evanescent waves with a thin dielectric waveguide », Opt. Comm., 104, 234 (1994)

[Lab98] G. Labeyrie, thèse de doctorat de l'Université Paris-Sud, « Deux outils pour l'optique atomique : jet intense d'hélium métastable et miroir à onde évanescente exaltée », 9 janvier 1998.

[Lan97] A. Landragin, thèse de doctorat de l'Université Paris-Sud « Réflexion d'atomes sur un miroir à onde évanescente : mesure de la force de van der Waals et diffraction atomique », 19 décembre 1997.

[LCH97] A. Landragin, L. Cognet, G.Zs.K. Horvath, C. I. Westbrook, N. Westbrook, A. Aspect, « A reflection grating for atoms at normal incidence », *Europhys. Lett.*, 39, 5, (1997) 485-490

[LCL 96] A. Landragin, J.-Y. Courtois, G. Labeyrie, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook, A. Aspect « Measurement of the van der Waals force in an atomic mirror », *Phys. Rev. Lett.* 77, 1464 (1996)

[LLH96] A. Landragin, G. Labeyrie, C. Henkel, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook, A. Aspect « Specular versus diffuse reflection of atoms from an evanescent wave mirror », *Opt. Lett.* 21, 1591 (1996).

[LLV96] G. Labeyrie, A. Landragin, J. Von Zanthier, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook, A. Aspect « Detailed study of a high-finesse planar waveguide for evanescent wave atomic mirrors », Quantum Semiclass. Opt. 8, 603 (1996)

[LSO 99] D.C. Lau, A.I. Sidorov, G.I. Opat, R.J. McLean, W.J. Rowlands, P. Hannaford, « Reflection of cold atoms from an array of current-carrying wires », Eur. Phys. J.D. 5, 193 (1999).

[MCS 00] R. Marani, L. Cognet, V. Savalli, N. Westbrook, C. I. Westbrook, A. Aspect, « Using atomic interference to probe atom-surface interaction », *Phys. Rev. A* 61, 053402 (2000).

[MGO87] P. Martin, P. Gould, B. Oldaker, A. Miklich, D. Pritchard, « Diffraction of atoms moving through a standing light wave », Phys. Rev. A36, 2495 (1987)

[MOM88] P. Martin, B. Oldaker, A. Miklich, D. Pritchard, « Bragg scattering of atoms from a standing light wave », Phys. Rev. Lett. 60, 515 (1988).

[RDC 96] M. Renn, E. Donley, E. Cornell, C. Wieman, D. Anderson, «Evanescent-Wave Guiding of Atoms in Hollow Optical Fibers », Phys Rev A 53, 648 (1996).

[SAB94] W. Seifert, C.S. Adams, V.I. Balykin, C. Heine, Yu. Ovchinnikov, J. Mlynek, « Reflection of metastable argon atoms for an evanescent wave », Phys Rev A 49, 3814 (1994).

[Sav 00] V. Savalli, thèse de doctorat de l'Université Paris VI, « Etude à haute résolution de la spécularité d'un miroir atomique à onde évanescente », 1er décembre 2000.

[SBB 99] C.V. Saba, P.A. Barton, M.G. Boshier, I.G. Hughes, P. Rosenbusch, B.E. Sauer, E.A. Hinds, « reconstruction of a cold atom cloud by magnetic focusing », Phys. Rev. Lett. 82, 468 (1999).

[SHF 99] V. Savalli, G.Zs.K. Horvath, P.D. Featonby, L. Cognet, N. Westbrook, C.I. Westbrook, A. Aspect, « Optical detection of cold atoms without spontaneous emission », Opt. Lett. 24, 1552 (1999).

[Shi 00] F. Shimizu, « Specular reflection of slow atoms on solid surface », poster à ICAP 2000, Florence (Italie), juin 2000.

[SKA94] W. Seifert, R. Kaiser, A. Aspect, J. Mlynek, « Reflection of atoms from a dielectric waveguide », Opt. Comm. 111, 566 (1994).

[SSD 95] A. Steane, P. Szriftgiser, P. Desbiolles, J. Dalibard**,** «Phase Modulation of Atomic de Broglie Waves », Phys. Rev. Lett. 74, 4972 (1995).

[WWL 98] N. Westbrook, C.I. Westbrook, A. Landragin, G. Labeyrie, L. Cognet, V. Savalli, G. Horvath, A. Aspect, C. Henkel, K. Moelmer, J.-Y. Courtois, W.D. Phillips, R. Kaiser, V. Bagnato, « New Physics with evanescent wave atomic mirrors : the van der Waals force and atomic diffraction », Physica Scripta, T78, 7 (1998)

Bibliographie plus complète sur les miroirs à atomes

Une partie de cette bibliographie a été extraite du site http://home.earthlink.net/~jpdowling/aobib.html, et complétée. Elle est en partie redondante par rapport aux références données dans les pages qui précèdent, le but étant de fournir une bibliographie alphabétique la plus complète possible sur les miroirs à atomes.

1. ADAMS, C. S. (1994). **Atom Optics,** Contemporary Physics, 35, 1-19.
2. ADAMS, C. S., SIGEL, M., and MLYNEK, J. (1994b). **Atom Optics,** Physics Reports, 240, 143-210.
3. AMINOFF, C. G., BOUYER, P., and DESBIOLLES, P. (1993a). **Multiple Reflection of Cold Cesium Atoms on a Parabolic Electromagnetic Mirror,** Comptes Rendus Hebdomadaires des Seances de l'Academie des Sciences, Serie II, 316, 1535-1541.
4. AMINOFF, C. G., STEANE, A., BOUYER, M. P., DESBIOLLES, P., DALIBARD, J., and COHEN-TANNOUDJI, C. (1993b). **Cesium Atoms Bouncing in a Stable Gravitational Cavity,** Physical Review Letters, 71, 3083-3086.
5. ARNDT M, SZRIFTGISER P, DALIBARD J, et al., **Atom optics in the time domain,** Phys Rev A 53: (5) 3369-3378 MAY 1996.
6. ASPECT A., HENKEL C., LABEYRIE G., LANDRAGIN A. (1996), **Coherent atomic mirrors,** in Coherent and collective interactions of particles and radiation beams, Proceedings of the International School of Physics « Enrico Fermi », Course CXXXI (Varenna 95), éd. A. Aspect, W. Barletta, R. Bonifacio (Societa Italiana de Fisica).
7. ASPECT, A., KAISER, R., VANSTEENKISTE, N., VIGNOLO, P., and WESTBROOK, C. I. (1995). **Nondestructive Detection of Atoms Bouncing on an Evanescent Wave,** Physical Review A, 52, 4704-4708.
8. BALDWIN, K. G. H., HAJNAL, J. V., and FISK, P. T. H. (1990). **Optics for Neutral Atomic Beams: A Reflection and Diffraction of Sodium Atoms by Evanescent Laser Light Fields,** Journal Of Modern Optics, 37, 1839-1848.
9. BALYKIN V.I. (1999), **Atom waveguides,** Adv. At., Mol., and Opt. Phys **41**, 181.
10. BALYKIN, V. I. and LETOKHOV, V. S. (1989a). **Atomic Cavity with Light-Induced Mirrors,** Applied Physics B, 48, 517-523.
11. BALYKIN, V. I., LETOKHOV, V. S., OVCHINNIKOV, and YU. B., SIDOROV, A. I. (1988). **Quantum-State-Selective Mirror Reflection of Atoms by Laser Light,** Physical Review Letters, 60, 2137-2140.
12. BALYKIN, V. I., LETOKHOV, V. S., OVCHINNIKOV, YU. B., and SIDOROV, A. I. (1987). **Reflection of an Atomic Beam from a Gradient of an Optical Field,** JETP Letters, 45, 353-356. [Translation from: (1987) Pis'ma v Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki, 45, 282-285.]
13. BONGS K., BURGER S., BIRKL G., SENGSTOCK K., ERTMER W., RZAZEWSKI K., SANPERA A., LEWENSTEIN M. (1999), **Coherent evolution of bouncing Bose-Einstein condensates**, Phys Rev. Lett. 83, 3577.
14. BROURI R., ASIMOV R., GORLICKI M., FERON S., REINHARDT J., LORENT V., HABERLAND (1996). **Thermal atomic beam splitting by an evanescent standing wave,** Opt. Commun. **124**, 448 (1996).
15. CHRIST, M., SCHOLZ, A., SCHIFFER, M., DEUTSCHMANN, R., and ERTMER, W. (1994). **Diffraction and Reflection of a Slow Metastable Neon Beam by an Evanescent Light Grating,** Optics Communications, 107, 211-217.
16. COGNET L, SAVALLI V, FEATONBY PD, HELMERSON K, WESTBROOK N, WESTBROOK CI, PHILLIPS WD, ASPECT A, ZABOW G, DRNDIC M, LEE CS, WESTERVELT RM, PRENTISS M **Smoothing a current-carrying atomic mirror**, EUROPHYS LETT 47: (5) 538-544 SEP 1 1999.
17. COGNET L, SAVALLI V, HORVATH G, HOLLEVILLE D, MARANI R, WESTBROOK N, WESTBROOK C, ASPECT A, **Atomic interference in grazing incidence diffraction from an evanescent wave mirror**, Physical Review Letters -- December 7, 1998 -- Volume 81, Issue 23, pp. 5044-5047.
18. COOK, R. J. and HILL, R. K. (1982). **An Electromagnetic Mirror for Neutral Atoms,** Optics Communications, 43, 258-260.
19. COTE R, SEGEV B, RAIZEN MG, **Retardation effects on quantum reflection from an evanescent-wave atomic mirror**, PHYS REV A 58: (5) 3999-4013 NOV 1998.
20. Courtois J.-Y., Courty J.-M., Mertz J. (1996), **Internal dynamics of multilevel atoms near a vacuum-dielectric interface**, *Phys. Rev. A*53, 1862.
21. DESBIOLLES P, DALIBARD J (1996). **Loading atoms in a bi-dimensional light trap,** Opt. Commun. **132**, 540.
22. DESBIOLLES P, ARNDT M, SZRIFTGISER P, DALIBARD J, **Dissipative atom optics,** Journal Of Modern Optics 44: (10) 1827-1836 OCT 1997.

23. DESBIOLLES P, ARNDT M, SZRIFTGISER P, ET AL., **Elementary Sisyphus process close to a dielectric surface,** Phys Rev A 54: (5) 4292-4298 NOV 1996.
24. DEUTSCHMANN, R., ERTMER, W., and WALLIS, H. (1993a). **Reflection and Diffraction of Atomic de Broglie Waves by an Evanescent Laser Wave,** Physical Review A, 47, 2169-2185
25. DEUTSCHMANN, R., ERTMER, W., and WALLIS, H. (1993b). **Reflection Beam Splitter for Multilevel Atoms,** Physical Review A, 48, R4023-R4026.
26. DOWLING, J. P. and GEA-BANACLOCHE, J. (1995). **Schrödinger Modal Structure of Cubical, Pyramidal, and Conical, Evanescent Light-Wave Gravitational Atom Traps,** Physical Review A, 52, 3997-4003.
27. DOWLING, J. P. and GEA-BANACLOCHE, J. (1996) **Evanescent Light -Wave Atom Mirrors, Resonators, Waveguides, and Traps,** Adv. At., Mol., and Opt. Phys **36**, edited by B. Bederson and H. Walther (Academic Press HBJ, Boston, 1996) pp.1-94.
28. DRNDIC M, JOHNSON KS, THYWISSEN JH, PRENTISS M, WESTERVELT RM, **Micro-electromagnets for atom manipulation**, APPL PHYS LETT 72: (22) 2906-2908 JUN 1 1998.
29. ENGLER, H., I. MANEK, A. U. MOSLENER, M. NILL, YU. B. OVCHINNIKOV,U. SCHLÖDER, U. SCHÜNEMANN, M. ZIELONKOWSKI, M. WEIDEMÜLLER, R. GRIMM, **Optical traps for quantum gases,** Appl. Phys. B 67, 709 (1998).
30. ESSLINGER, T., WEIDEMULLER, M., HEMMERICH, A., and HÄNSCH, T. W. (1993). **Surface-Plasmon Mirror for Atoms,** Optics Letters, 18, 450-452.
31. FERON, S., REINHARDT, J., and DUCLOY, M. (1994). **Doppler-Tuned Multiphoton Resonances in an Atom by a Standing Evanescent Wave,** Physical Review A, 49, 4733-4741.
32. FERON, S., REINHARDT, J., and DUCLOY, M., GORCEIX, O., NIC-CHORMAIC, S., MINIATURA, CH., ROBERT, J., BAUDON, J., LORENT, V. , HABERLAND, H. (1994). **Multiphoton « Doppleron » resonances in atom reflection by a standing evanescent wave,** Phys Rev A**49**, 4733.
33. FERON, S., REINHARDT, J., LE BOITEUX, S., GORCEIX, O., BAUDON, J., DUCLOY, M., ROBERT, J., MINIATURA, CH., NIC-CHORMAIC, S., HABERLAND, H., and LORENT, V. (1993). **Reflections of Metastable Neon Atoms by a Surface Plasmon Wave,** Optics Communications, 102, 83-88.
34. GAUCK H, HARTL M, SCHNEBLE D, SCHNITZLER H, PFAU T, MLYNEK J, **Quasi-2D gas of laser cooled atoms in a planar matter waveguide**, PHYS REV LETT 81: (24) 5298-5301 DEC 14 1998.
35. GORDON, D. and SAVAGE, C. (1996). **Evanescent Wave Diffraction Of Multi-Level Atoms,** Optics Communications, 130, 34-40.
36. HAJNAL, J. V. and OPAT, G. I. (1989). **Diffraction of Atoms by a Standing Evanescent Light Wave - A Reflection Grating for Atoms,** Optics Communications, 71, 119-124.
37. HAJNAL, J. V., BALDWIN, K. G. H., FISK, P. T. H., BACHOR, H. -A., and OPAT, G. I. (1989). **Reflection and Diffraction of Sodium Atoms by Evanescent Laser Light Fields,** Optics Communications, 73, 331-336.
38. HARRIS, D. J. and SAVAGE, C. M. (1995). **Atomic Gravitational Cavities from Hollow Optical Fibers,** Physical Review A, 51, 3967-3971.
39. HENKEL C, COURTOIS JY (1998), **Recoil and momentum diffusion of an atom close to a vacuum-dielectric interface,** Eur. Phys. J. D**3**, 129-153.
40. HENKEL C, COURTOIS JY, ASPECT A, **Atomic diffraction by a thin phase grating**, J. Phys II (France), 4, 1955 (1994).
41. HENKEL C, MOELMER K, KAISER R, WESTBROOK C, **Atomic diffraction assisted by a stimulated Raman transition**, Phys. Rev. A56, R9 (1997).
42. HENKEL C, POTTING S, WILKENS M (1999), **Loss and heating of particles in small and noisy traps**, Appl. Phys. B**69**, 379-387.
43. HENKEL C, STEANE AM, KAISER R, DALIBARD J, **A modulated mirror for atomic interferometry,** Journal de Physique II 4: (11) 1877-1896 NOV 1994.
44. HENKEL C, WALLIS H, WESTBROOK N, WESTBROOK CI, ASPECT A, SENGSTOCK K, ERTMER W, **Theory of atomic diffraction from evanescent waves**, APPL PHYS B-LASERS O 69: (4) 277-289 OCT 1999.
45. HENKEL C, WILKENS M (1999), **Heating of trapped atoms near thermal surfaces,** Europhys. Lett. **47**, 414-420.
46. HENKEL, C., KAISER, R., WESTBROOK, C., COURTOIS J.-Y., and ASPECT, A. (1994). **Phase Shifts of Atomic de Broglie Waves at an Evanescent Wave Mirror,** Laser Physics, 4, 1042-1049.
47. HENKEL, C., MOLMER, K., KAISER, R., VANSTEENKISTE, N., WESTBROOK, C. I., and ASPECT, A. (1997). **Diffuse Atomic Reflection At A Rough Mirror,** Physical Review, 55, 1160-1178.
48. HENKEL, C., WESTBROOK, C. I., and ASPECT, A. (1996). **Quantum Reflection: Atomic Matter-Wave Optics In An Attractive Exponential Potential,** Journal of the Optical Society of America B, 13, 233-243.

49. HINDS EA AND HUGHES IG, **Magnetic atom optics: mirrors, guides, traps and chips for atoms**, Journal of Physics D , R119-R146, volume 32, number 18, 21 September 1999.
50. HINDS EA, BOSHIER MG, HUGHES IG, **Magnetic waveguide for trapping cold atom gases in two dimensions,** Phys Rev Lett 80: (4) 645-649 JAN 26 1998.
51. HUGHES IG, BARTON PA, ROACH TM, BOSHIER MG, HINDS EA, **Atom optics with magnetic surfaces I: Storage of cold atoms in a curved 'floppy disk',** Journal of Physics B-Atomic Molecular and Optical Physics 30: (3) 647-658 FEB 14 1997.
52. HUGHES, I. G., P.A. BARTON, T.M. ROACH, AND E.A. HINDS, **Atom Optics with Magnetic Surfaces II: Microscopic Analysis of the Floppy Disk Mirror,** J. Phys. B. 30 2119 (1997).
53. ITO H, SAKAKI K, JHE W, OHTSU M **Evanescent-light induced atom-guidance using a hollow optical fiber with light coupled sideways,** Optics Communications 141: (1-2) 43-47 AUG 15 1997.
54. ITO, H., NAKATA, T., SAKAHI, K., OHTSU, M., LEE, K. I., and JHE, W. (1996). **Laser Spectroscopy of Atoms Guided by Evanescent Waves in a Small Hollow Fiber,** Physical Review Letters, 76, 4500-4503.
55. ITO, H., SAKAHI, K., OHTSU, M., AND JHE, W. (1997). **Evanescent-Light Guiding Of Atoms Through Hollow Optical Fiber For Optically Controlled Atomic Deposition,** Applied Physics Letters, 70, 2496-2498.
56. ITO, H., SAKAKI, K., NAKATA, T., JHE, W., and OHTSU, M. (1995). **Optical Potential for Atom Guidance in Cylindrical-Core Hollow Fiber,** Optics Communications, 115, 57-64.
57. JHE, W., OHTSU, M., and FRIBERG, S. R. (1994). **Atomic Waveguide Using Evanescent Waves Near Optical Fibers,** Japanese Journal of Applied Physics Part 2, 33, L1680-L1682.
58. JOHNSON KS, DRNDIC M, THYWISSEN JH, ZABOW G, WESTERVELT RM, PRENTISS M, **Atomic deflection using an adaptive microelectromagnet mirror**, PHYS REV LETT 81: (6) 1137-1141 AUG 10 1998.
59. KAISER, R., LEVY, Y., VANSTEENKISTE, N., ASPECT, A., SEIFERT, W., LEIPOLD, D., and MLYNEK, J. (1994). **Resonant Enhancement of Evanescent Waves with a Thin Dielectric Waveguide,** Optics Communications, 104, 234-240.
60. KASEVICH, M. A., WEISS, D. S., and CHU, S. (1990). **Normal-Incidence Reflection of Slow Atoms from an Optical Evanescent Wave,** Optics Letters, 15, 607-609.
61. LABEYRIE G, LANDRAGIN A, VON-ZANTHIER J,KAISER R, VANSTEENKISTE N, WESTBROOK C, ASPECT A, **Detailed study of a high finesse planar waveguide for evanescent wave mirrors**, Quantum and Semiclass. Opt., 8, 603 (1996)
62. LANDRAGIN A, COGNET L, HORVATH G, WESTBROOK C, WESTBROOK N, ASPECT A, **A reflection grating for atoms at normal incidence**, Europhys. Lett., 39, 485 (1997).
63. LANDRAGIN, A., COURTOIS, J.-Y., LABEYRIE, G., VANSTEENKISTE, N., WESTBROOK, C. I. and ASPECT, A. (1996). **Measurement of the van der Waals Force in an Atomic Mirror,** Physical Review Letters, 77, 1464-1467.
64. LANDRAGIN, A., HENKEL, C., KAISER, R., VANSTEENKISTE, N., WESTBROOK, C. I. and ASPECT, A. (1996). **Specular versus diffuse reflection of atoms from an evanescent-wave mirror,** Optics Letters, 21, 1591-1593.
65. LAU DC, MCLEAN RJ, SIDOROV AI, GOUGH DS, KOPERSKI J, ROWLANDS WJ, SEXTON BA, OPAT GI, HANNAFORD P, **Magnetic mirrors with micron-scale periodicities for slowly moving neutral atoms**, J OPT B-QUANTUM S O 1: (4) 371-377 AUG 1999.
66. LAU DC, SIDOROV AI, OPAT GI, MCLEAN RJ, ROWLANDS WJ, HANNAFORD P, **Reflection of cold atoms from an array of current-carrying wires**, EUR PHYS J D 5: (2) 193-199 FEB 1999.
67. LISON F, HAUBRICH D, SCHUH P, MESCHEDE D (1999), **Reflection of a slow cesium atomic beam from a naturally magnetized Nd Fe B surface,** Appl. Phys. B**69**, 501-504.
68. MARKSTEINER, S., SAVAGE, C. M., ZOLLER, P., and ROLSTON, S. L. (1994). **Coherent Atomic Waveguides from Hollow Optical Fibers: Quantized Atomic Motion,** Physical Review A, 50, 2680-2690.
69. MCLEAN RJ, SIDOROV AI, GOUGH DS, KOPERSKI J, ROWLANDS WJ, SEXTON BA, HANNAFORD P, LAU DC, OPAT GI, **Magnetic atom optical elements for laser-cooled atoms**, J KOREAN PHYS SOC 35: (3) 127-132 SEP 1999.
70. MURPHY, J. E., GOODMAN, P., and SIDOROV, A. (1995). **Proposal for a New Transmission-Reflection Beam Splitter for Multi-Level Atoms,** Optics Communications, 117, 83-89.
71. MURPHY, J. E., HOLLENBERG, C. L., and SMITH, A. E. (1994). **Velocity-Tuned Resonances in the Diffraction of Atoms by an Evanescent Field,** Physical Review A, 49, 3100-3103.
72. NHA H, JHE W, **Sisyphus cooling on the surface of a hollow-mirror atom trap,** Phys Rev A 56: (1) 729-736 JUL 1997.
73. OL'SHANII, M. A., OVCHINNIKOV, Yu. B., and LETOKHOV, V. S. (1993). **Laser Guiding of Atoms in a Hollow Optical Fiber,** Optics Communications, 98, 77-79.

74. OPAT G.I., WARK S.J., CIMMINO A. (1992). **Electric and Magnetic mirrors and gratings for slowly moving neutral atoms and molecules,** Appl. Phys. B**54**, 396.
75. OVCHINNIKOV YB, MANEK I, GRIMM R, **Surface trap for Cs atoms based on evanescent-wave cooling,** Phys Rev Lett 79: (12) 2225-2228 SEP 22 1997
76. OVCHINNIKOV, YU. B., LARYUSHIN, D. V., BALYKIN, V. I., and LETOKHOV, V. S. (1995b). **Cooling of Atoms on Reflection from a Surface Light Wave,** JETP Letters, 62, 113-118. [Translation from: (1995) Pis'ma v Zhurnal Ekperimenal'noi i Teoreticheskoi Fiziki, 62, 102-107].
77. OVCHINNIKOV, Yu. B., SHUL'GA, S. V., and BALYKIN, V. I. (1991). **An Atomic Trap Based on Evanescent Light Waves,** Journal of Physics B, 24, 3173-3178.
78. OVCHINNIKOV, YU. B., SÖDING, J., and GRIM, R. (1995a). **Cooling Atoms in Dark Gravitational Laser Traps,** JETP Letters, 61, 21-25. [Translation from: (1995) Pis'ma v Zhurnal Ekperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki, 61, 23-27].
79. PILLOFF HS, **Enhanced atom guiding in metal-coated, hollow-core optical fibers,** Opt Commun 143: (1-3) 25-29 NOV 1 1997.
80. RENN, M. J., DONLEY, E. A., CORNELL, E. A., WIEMAN, C. E. and ANDERSON, D. Z. (1996). **Evanescent-Wave Guiding of Atoms in Hollow Optical Fibers,** Physical Review A, 53, 1-4.
81. RENN, M. J., MONTGOMERY, D., VDOVIN, O., ANDERSON, D. Z., WIEMAN, C. E., and CORNELL, E. A. (1995). **Laser-Guided Atoms in Hollow-Core Optical Fibers,** Physical Review Letters, 75, 3253-3256.
82. ROACH, T. M., ABELE, H., BOSHIER, M. G., GROSSMAN, H. L., ZETIE, K. P., and HINDS, E. A. (1995). **Realization of a Magnetic Mirror for Cold Atoms,** Physical Review Letters, 75, 629-632.
83. ROBERTS A, MURPHY JE, **Evanescent fields with subwavelength features: Their behaviour and application to atom optics,** Opt Commun 128: (1-3) 41-47 JUL 1 1996.
84. ROSENBUSCH P, RETTER JA, HALL BV, HINDS EA, LISON F, HAUBRICH D, MESCHEDE D (2000), **Reflection of cold atoms by a cobalt single crystal,** Appl. Phys. B**70**, 661-663.
85. ROSENBUSCH P., HALL B.V., HUGHES I.G., SABA C.V., HINDS E.A. (2000), **Manipulation of cold atoms using a corrugated magnetic reflector,** Phys. Rev. A, 031404(R).
86. ROSO L, PLAJA L, SANTOS L, et al. **Stopped reflection of an atomic wavepacket by a laser beam with an evanescent profile,** Opt Commun 148: (4-6) 376-382 MAR 15 1998.
87. ROWLANDS WJ, LAU DC, OPAT GI, SIDOROV AI, MCLEAN RJ, HANNAFORD P, **Manipulating beams of ultra-cold atoms with a static magnetic field**, AUST J PHYS 49: (2) 577-587 1996.
88. RYYTTY P, KAIVOLA M, AMINOFF CG, **Reflection of atoms from a pulsed evanescent wave,** Europhys Lett 36: (5) 343-348 NOV 10 1996.
89. SABA CV, BARTON PA, BOSHIER MG, HUGHES IG, ROSENBUSCH P, SAUER BE, HINDS EA, **Reconstruction of a cold atom cloud by magnetic focusing**, PHYS REV LETT 82: (3) 468-471 JAN 18 1999.
90. SAVAGE, C. M., GORDON, D., and RALPH, T. C. (1995). **Numerical Modeling of Evanescent-Wave Atom Optics,** Physical Review A, 52, 4741-4746.
91. SEGEV B, COTE R, RAIZEN MG, **Quantum reflection from an atomic mirror,** Phys Rev A 56: (5) R3350-R3353 NOV 1997.
92. SEIFERT, W., ADAMS, C. S., BALYKIN, V. I., HEINE, C., OVCHINNIKOV, YU., and MLYNEK, J. (1994a). **Reflection of Metastable Argon Atoms From an Evanescent Wave,** Physical Review A, 49, 3814-3823.
93. SEIFERT, W., KAISER, R., ASPECT, A., and MLYNEK, J. (1994b). **Reflection of Atoms From a Dielectric Wave Guide,** Optics Communications, 111, 566-576.
94. SIDOROV AI, LAU DC, OPAT GI, MCLEAN RJ, ROWLANDS WJ, HANNAFORD P, **Magnetostatic optical elements for laser-cooled atoms**, LASER PHYS 8: (3) 642-648 MAY-JUN 1998.
95. SöDING, J., GRIMM, R., and OVCHINNIKOV, YU. B. (1995). **Gravitational Laser Trap for Atoms with Evanescent-Wave Cooling,** Optics Communications, 119, 652-662.
96. SPREEUW RJC, VOIGT D, WOLSCHRIJN BT, VAN LINDEN HB, VAN DEN HEUVELL L (2000), **Creating a low-dimensional quantum gas using dark states in an inelastic evanescent-wave mirror,** Phys. Rev. A**61**, 053604/1-7.
97. STEANE, A., SZRIFTGISER, P., DESBIOLLES, P., and DALIBARD, J. (1995). **Phase Modulation of Atomic de Broglie Waves,** Physical Review Letters, 74, 4972-4975.
98. STENLAKE, B. W., LITTLER, I. C. M., BACHOR, H.- A., BALDWIN, K. G. H., and FISK, P. J. H. (1994). **Observation of Velocity-Tuned Resonances in the Reflection of Atoms from an Evanescent Light Grating,** Physical Review A, 49, R16-R19.
99. SZRIFTGISER P, GUERY-ODELIN D, ARNDT M, DALIBARD J, **Atomic wave diffraction and interference using temporal slits,** Physical Review Letters 77: (1) 4-7 JUL 1 1996

100. TAN, S. M. and WALLS, D. F. (1994). **Analysis of Atomic Mirrors Based on Light-Induced Forces,** Physical Review A, 50, 1561-1574.
101. VOIGT D, WOLSCHRIJN BT, JANSEN R, BHATTACHARYA N, SPREEUW RJC, VAN LINDEN VAN DEN HEUVELL HB (2000), **Observation of radiation pressure exerted by evanescent waves,** Phys. Rev. A**61**, 063412/1-6.
102. WALLIS H, **Mean field for a dilute Bose gas in the light field of an evanescent wave,** Physical Review A 56: (3) 2060-2067 SEP 1997.
103. WALLIS, H., DALIBARD, J., and COHEN-TANNOUDJI, C. (1992). **Trapping Atoms in a Gravitational Cavity,** Applied Physics B, 54, 407-419.
104. WESTBROOK N, WESTBROOK CI, LANDRAGIN A, LABEYRIE G, COGNET L, SAVALLI V, HORVATH G, ASPECT A, HENDEL C, MOELMER K, COURTOIS JY, PHILLIPS WD, KAISER R, BAGNATO V, **New physics with evanescent wave atomic mirrors: The van der Waals force and atomic diffraction**, PHYS SCRIPTA T78: 7-12 1998.
105. YIN JP, ZHU YF, **LP01-mode output beam from a micro-sized hollow optical fiber: A simple theoretical model and its applications in atom optics**, J APPL PHYS 85: (5) 2473-2481 MAR 1 1999.
106. YOO SH, WON C, KIM JA, KIM K, SHIM U, OH K, PAEK UC, JHE W, **Diffracted near field of hollow optical fibre for a novel atomic funnel**, J OPT B-QUANTUM S O 1: (4) 364-370 AUG 1999.
107. ZABOW G., DRNDIC M., THYWISSEN J., JOHNSON K.S., WESTERVELT R.M., PRENTISS M. (1999), **Improving the specularity of an electromagnetic mirror for atoms**, Eur. Phys. J. D **7**, 351.
108. ZHANG, W. and WALLS, D. F. (1992). **Quantum Superpositions of Atomic de Broglie Waves by an Atomic Mirror,** Physical Review Letters, 68, 3287-3290.
109. ZHANG, W. and WALLS, D. F. (1993). **Separation and Superposition of Atomic Wave Packets by Reflection and Transmission by an Optical Ripple Mirror,** Physical Review A, 47, 626-633.

REPRODUCTION DE CERTAINES PUBLICATIONS

Le lecteur trouvera ici des détails sur les travaux décrits dans la synthèse qui précède grâce à la reproduction de certaines publications. Celles-ci ont été regroupées par thème :

1. Exaltation des ondes évanescentes

[KLV94] Resonant enhancement of evanescent waves with a thin dielectric waveguide ……59
[LLV96] Detailed study of a high-finesse planar waveguide for evanescent wave atomic mirrors…...67

2. Réflexion atomique diffuse

[LLH96] Specular versus diffuse reflection of atoms from an evanescent wave mirror……...93
[HMK97a] Diffuse atomic reflection at a rough mirror ……....97

3. Diffraction

[LCH97] A reflection grating for atoms at normal incidence……..117
[CSH 98] Atomic interference in grazing incidence diffraction from an evanescent wave mirror ….123
[HWW99] Theory of atomic diffraction from evanescent waves……...127
[HCA94] Atomic diffraction by a thin phase grating [1]…….141
[HMK 97b] Atomic diffraction assisted by a stimulated Raman transition [1] ……..161

4. Miroirs magnétiques

[CSH 98] Atomic interference in grazing incidence diffraction from an evanescent wave mirror….165
[DZL 99] Properties of microelectromagnet mirrors as reflectors of cold atoms……173

5. Mesure de van der Waals

[LCL 96] Measurement of the van der Waals force in an atomic mirror……177
[WWL 98] New Physics with evanescent wave atomic mirrors : the van der Waals force and atomic diffraction……..181
[MCS 00] Using atomic interference to probe atom-surface interaction…….187

6. Détection non destructive

[AKV 95] Nondestructive detection of atoms bouncing on an evanescent wave……195
[SHF 99] Optical detection of cold atoms without spontaneous emission……...201

Remarques :

1- Les résultats très récents sur l'étude à haute résolution de la spécularité du miroir atomique, objet de la thèse de Véronique Savalli qui doit être soutenue le 1er décembre 2000, n'ont pas encore fait l'objet de publication. On se reportera donc pour l'instant au manuscrit de cette thèse pour une description plus détaillée de ces travaux[1].

2- Les deux publications [HMK97b] et [HCA94] du groupe d'optique atomique ont été reproduites ici, bien que je n'en sois pas co-auteur, car le texte de synthèse y fait souvent référence.

3- Plusieurs publications dont je suis co-auteur mais qui n'ont pas trait aux miroirs atomiques ne sont pas reproduites ici. Elles sont par contre mentionnées dans la liste complète de mes publications (page 201).

[1] Une publication est finalement parue en juin 2002 et reproduite ici en annexe (page 204a,b,c,d).

Autres aspects de mon travail d'enseignant-chercheur

Ayant participé à la création du groupe d'Optique Atomique en compagnie d'Alain Aspect et de Robin Kaiser, j'ai contribué à l'encadrement des premiers thésards ainsi que de nombreux stagiaires, en particulier pour la mise en place de toutes les technologies lasers nécessaires à la manipulation d'atomes. Avec l'évolution du groupe (il comprend actuellement six membres permanents, trois postdocs et huit thésards), de nouvelles expériences ont été lancées (étude des réseaux optiques par mesures de corrélation d'intensité, ralentissement et piégeage de l'hélium métastable, condensation de Bose-Einstein). Mon activité de recherche s'est alors concentrée sur les miroirs à atomes, mais je continue à participer à certains aspects des autres expériences, en particulier dans le domaine optique (lasers, imagerie des atomes froids), ainsi qu'à l'organisation générale du groupe (gestion de contrats, recrutement d'étudiants, collaborations, visites…). Quelques informations illustrant ceci sont données dans ce qui suit.

Mon travail d'enseignement me tient beaucoup à cœur et j'ai souhaité en présenter les grandes lignes. Le style en est un peu télégraphique, car j'ai voulu me limiter à une seule page, même si la part de mon temps qui y est consacré est proportionnellement plus importante. J'ai surtout voulu faire ressortir deux aspects auxquels je tiens et qui me semblent avoir un lien avec cette habilitation : l'évolution des thèmes et des responsabilités, et l'enrichissement de et par mes travaux de recherche.

Enfin cette partie se termine par une présentation de mes autres activités collectives, au sein de l'Institut d'Optique et à l'extérieur.

Curriculum Vitae

Nathalie Westbrook (née Vansteenkiste)
84 rue Vergniaud
75013 Paris
tel 01 53 80 04 55
35 ans, mariée, 1 enfant

Formation

83-86 Diplôme d'ingénieur de l'Ecole Supérieure d'Optique

86-89 Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI effectuée au laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Ecole Normale Supérieure (Paris)
sujet: « réalisation d'un laser LNA monomode et asservi sur la transition 2^3S_1 - 2^3P de l'hélium 4 (1083nm): utilisation pour quelques expériences de refroidissement radiatif d'atomes d'hélium 4 métastable »
date de soutenance: 3/10/89
directeur de thèse: A. Aspect

Expérience professionnelle

oct. 89- déc 90 Chercheur -invité au National Institute of Standards and Technology (USA), dans le groupe du Pr Phillips, en collaboration avec le Pr McIlrath de l'Université du Maryland.
thème de la recherche effectuée: réalisation d'une source pulsée accordable dans l'ultraviolet lointain (VUV, vers 121nm) pour des expériences de spectroscopie de l'hélium et de l'hydrogène atomiques.

fév 91 - sept 91 Attaché temporaire d'enseignement et de recherche (ATER) au Département de Physique de l'Université Paris XI: enseignement (cours/TD) en DEUG option ENSI et démarrage du laboratoire d'Optique Atomique à l'Institut d'Optique (IOTA).

depuis oct 91 Maître de Conférences à l'IOTA (Paris XI): enseignement à l'Ecole Supérieure d'Optique et recherche dans le groupe d'Optique Atomique dirigé par A. Aspect.
- Titulaire depuis oct 93
- MCF 1ère classe depuis déc 95, 2^{e} éch depuis le 1er oct 98
- Contrat d'encadrement doctoral et de recherche depuis le 1er octobre 1994, renouvelé au 1er octobre 1997

Responsable des relations internationales à l'Institut d'Optique depuis juin 1999.

<u>Séjours de courte durée à l'étranger</u> (1 à 6 semaines)

6 semaines en juillet-août 1992 au NIST, Gaithersburg, (USA): suite de la collaboration sur la spectroscopie VUV.

2 semaines en août 1996 à l'Univ. de Sao Carlos (Brésil): collaboration sur piège à atomes à deux espèces, sodium et potassium (contrat COFECUB)

1 semaine en octobre 1996 au NIST, Gaithersburg (USA): optique atomique (collaboration OTAN)

Liste complète des publications

Remarque: toutes les publications, antérieures à 1997, apparaissent sous mon nom de jeune fille (N. Vansteenkiste).

Liste des publications dans des revues à comités de lecture

Correspondant au travail de thèse :

1. A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Cohen-Tannoudji, « Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity selective coherent population trapping »,*Phys. Rev. Lett.* **61**, 826 (1988)
2. A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Cohen-Tannoudji, « Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity selective coherent population trapping : theoretical analysis », *JOSA* **B6**, 2112 (1989)
3. A. Aspect, N. Vansteenkiste, R. Kaiser, H. Haberland, M. Karrais, « Preparation of a pure intense beam of metastable helium by laser cooling », *Chemical Physics* **146**, 307 (1990)
4. R. Kaiser, N. Vansteenkiste, A. Aspect, E. Arimondo, C. Cohen-Tannoudji, « Mechanical Hanle Effect », *Z. Phys D*, **18**, 17 (1991)
5. N. Vansteenkiste, C. Gerz, R. Kaiser, C. Salomon, A. Aspect, « A frequency-stabilized LNA laser at 1.08µm: application to the manipulation of helium 4 atoms », *J. Phys II France*, **1**, 1407 (1991)

Publications correspondant au travail post-thèse :

6. N. Vansteenkiste, P. Vignolo, A. Aspect, « Optical reversibility theorems for polarization: application to the remote control of polarization », *JOSA* **A10**, 2240 (1993)
7. R. Kaiser, Y. Lévy, N. Vansteenkiste, A. Aspect, W. Seifert, D. Leipold, J. Mlynek, « Resonant enhancement of evanescent waves with a thin dielectric waveguide », *Opt. Comm.*, **104**, 234 (1994)
8. C. Jurczak, K. Sengstock, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook, A. Aspect, « Observation of intensity correlations in the fluorescence from laser cooled atoms », *Opt. Comm.*, **115**, 480 (1995)
9. A. Aspect, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, P. Vignolo, C.I. Westbrook, « Non destructive detection of atoms bouncing on an evanescent wave », *Phys. Rev.* **A52**, 1507 (1995)
10. G. Labeyrie, A. Landragin, J. Von Zanthier, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook, A. Aspect « Detailed study of a high-finesse planar waveguide for evanescent wave atomic mirrors », *Quantum Semiclass. Opt.* **8**, 603 (1996)
11. A. Landragin, G. Labeyrie, C. Henkel, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook, A. Aspect « Specular versus diffuse reflection of atoms from an evanescent wave mirror », *Opt. Lett.* **21**, 1591 (1996)
12. A. Landragin, J.-Y. Courtois, G. Labeyrie, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook, A. Aspect « Measurement of the van der Waals force in an atomic mirror », *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1464 (1996)
13. C. Henkel, K. Mølmer, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook, A. Aspect « Diffuse atomic reflection at a rough mirror », *Phys. Rev.* **A55**, 1160 (1996)
14. A. Landragin, L. Cognet, G. Horvath, C. I. Westbrook, N. Westbrook, A. Aspect, « A reflection grating for atoms at normal incidence », *Europhys. Lett.*, 39, 5, (1997) 485-490
15. N. Westbrook, C. I. Westbrook, A. Landragin, G. Labeyrie, L. Cognet, V. Savalli, G. Horvath, A. Aspect, C. Henkel, K. Moelmer, J-Y. Courtois, W.D. Phillips, R. Kaiser, V. Bagnato « New physics with evanescent wave mirrors: the van der Waals force and atomic diffraction », *Physica Scripta*, **T78**, 7-12 (1998)

16. S.D. Bergeson, A. Balakrishnan, K. G. H. Baldwin, T. B. Lucatorto, J. P. Marangos, T. J. Mac Ilrath, T.R. O'Brian, S. L. Rolston, C. J. Sansonetti, J. Wen, N. Westbrook, C.C. Cheng, and E.E. Eyler, « Measurement of the He ground state Lamb shift via the two-photon 1^1S - 2^1S transition : a new approach for testing QED at order α^4 Ry and beyond », *Phys. Rev. Lett.* **80**, 16 (1998) 3475

17. L. Cognet, V. Savalli, G.Zs.K. Horvath, D. Holleville, R. Marani, C. I. Westbrook, N. Westbrook, A. Aspect, « Atomic interference in grazing incidence diffraction from an evanescent wave mirror», *Phys. Rev. Lett.* 81, 23 (1998) 5044-5047

18. C. Henkel, H. Wallis, N. Westbrook, C.I. Westbrook, A. Aspect, K. Sengstock, W. Ertmer, « Theory of atomic diffraction from evanescent waves », *Appl. Phys. B* **69**, 277 (1999)

19. S.D. Bergeson, A. Balakrishnan, K. G. H. Baldwin, T. B. Lucatorto, J. P. Marangos, T. J. Mac Ilrath, T.R. O'Brian, S. L. Rolston, C. J. Sansonetti, J. Wen, N. Westbrook, C.C. Cheng, and E.E. Eyler, « Precision Spectroscopy in He as a Test of QED », *Physica Scripta*, **T83**, 76 (1999)

20. L. Cognet, V. Savalli, P.D. Featonby, K. Helmerson, N. Westbrook, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, A. Aspect, G. Zabow, M. Drndic, C.S. Lee, R.M. Westerwelt, M. Prentiss, « Smoothing a current carrying atomic mirror », *Europhys. Lett. 47*, 538 (1999)

21. M. Drndic, G. Zabow, C.S. Lee, J.H. Thywissen, K.s. Johnson, M. Prentiss, R.M. Westervelt, P.D. Featonby, V. Savalli, L. cognet, K. Helmerson, N. Westbrook, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, A. Aspect, « Properties of microelectromagnet mirrors as refectors of cold atoms », *Phys. Rev. A.***60**, 4012 (1999)

22. V. Savalli, G. Zs. K. Horvath, P. D. Featonby, L. Cognet, N. Westbrook, C.I. Westbrook, A. Aspect, « Optical detection of cold atoms without spontaneous emission », *Opt. Lett.* **24**, 1552 (1999)

23. R. Marani, L. Cognet, V. Savalli, N. Westbrook, C. I. Westbrook, A. Aspect, « Using atomic interference to probe atom-surface interaction », *Phys. Rev. A* **61**, 053402 (2000)

Articles de vulgarisation

24. A. Aspect, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook, « Les miroirs à atomes », *Lettre Ultimatech n°5,* décembre 1993

25. N. Westbrook, C.I. Westbrook, P. Bouyer, A. Aspect, « L'atome devant son miroir : une sonde de champ proche », *Images de la physique 1998*

26. N. Westbrook, « Optique atomique : des lasers qui font rebondir les atomes », *SupOptique Avenir* 1998 (Revue annuelle de l'Association des Élèves de l'École Supérieure d'Optique)

Chapitres de livres

27. « Optique géométrique », dans le volume « Optique Instrumentale », collection de la Société Française d'Optique aux Éditions de Physique (1997), édité à l'occasion de l'Ecole d'été thématique à laquelle j'ai participé en juillet 1996.

Séminaires et communications à des conférences présentés personnellement

Sur le travail de thèse :

1. Posters au 4th Symposium on Frequency Standards and Metrology, Ancona, Italie (sept 1988)
2. Séminaire au National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, USA (déc 1989)
3. Séminaire à l'Université de Stony Brook, USA (février 1990)

4. Séminaire à l'Université de Yale, USA (février 1990)

Sur le travail post-thèse :

5. Poster au 3ème Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique (COLOQ 3), Limoges (sept 1993)
6. Poster au 14th International Conference on Atomic Physics (ICAP), Boulder, USA (août 1994)
7. Communication orale aux Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG), Besançon (oct 1994)
8. Séminaire au Centre National des Arts et Métiers (CNAM), Paris (déc 1994)
9. Séminaire au Meeting of the European Atom Optics Network, Luxembourg (avril 95)
10. Poster au 4ème Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique (COLOQ 4), Palaiseau (nov 1995)
11. Séminaire au Laboratoire Aimé Cotton, Orsay (mai 1996)
12. Conférence invitée au III Workshop « Optics and Interferometry with atoms », Elba, Italie (juin 1996)
13. Cours d'optique géométrique de 9h à l'Ecole Thématique « Optique Instrumentale », La Londe (juil 1996)
14. Conférence invitée et poster à OSA'96, Rochester, USA (oct 1996)
15. Séminaire au NIST, Gaithersburg, USA (oct 1996)
16. Conférence invitée à *EGAS*, Berlin (juillet 1997) ,« New physics with atomic mirrors »
17. Séminaire au *NIST* Gaithersburg, USA, (août 1997)
18. Séminaires du *Collège de France* (nov 1997), « Réflexion et diffraction sur un miroir atomique : une nouvelle sonde de champs proches »
19. Séminaire aux *Laboratoires de recherche de Philips*, Eindhoven, Pays-Bas, (nov 1998)
20. Conférence invitée au *Symposium Laser Technology*, Université technique de Delft, Pays-Bas, (nov1998), « Atom optics and atomic mirrors »
21. Séminaire lors de la journée pluriformation « atomes froids – agrégats », au *Laboratoire Aimé Cotton*, Orsay (mars 2000).
22. Conférence invitée à *ICAP 2000*, Florence, Italie (juin 2000), « Bouncing atoms : a coherent nanoprobe »

Communications présentées par d'autres membres du groupe sur les travaux auxquels j'ai participé *:* 47 depuis 1997, dont 33 dans des conférences internationales ou séminaires à l'étranger

2.5 *Gestion de contrats et de collaboration pour le groupe d'Optique Atomique :*

- contrat DRET de 1.5MF (91-94);
- contrat Région Ile de France de 1.5MF en collaboration avec le groupe de physique des images de l'Institut d'Optique (95-99);
- réseau européen Formation et mobilité des chercheurs « coherent matter wave interactions », coordonné par l'Université d'Hanovre et comprenant 7 partenaires, doté de 1.5MF environ sur quatre ans (1995-99), essentiellement pour le recrutement de jeunes chercheurs postdoctoraux.

Travaux d'encadrement

Thèses :

- **J. Von Zanthier** « amplification par couches diélectriques d'une onde évanescente pour miroir atomique », soutenue en mars 1995 : encadrement à 10% (encadrement expérimental pendant la 1ère moitié de la thèse)
- **C. Jurczak** « Spectroscopie par corrélations d'intensité d'atomes refroidis par laser. Application à l'étude de la dynamique et du transport dans les réseaux atomiques », soutenue en décembre 1996 : encadrement à 5% (encadrement expérimental pour la réalisation du piège magnétooptique sur jet ralenti, utilisé par la suite pour les expériences de miroirs à atomes)
- **A. Landragin** « Réflexion d'atomes sur un miroir à onde évanescente : mesures de la force de van der Waals et diffraction atomique », thèse soutenue en décembre 1997 : encadrement à 40% (y compris lors de la rédaction de la thèse)
- **G. Labeyrie** « Deux outils pour l'optique atomique : jet intense d'hélium métastable et miroir à onde évanescente exaltée », thèse soutenue en janvier 1998 : encadrement à 15% (sur la partie miroir à atomes)
- **L. Cognet** « Miroirs atomiques : diffraction en incidence rasante et rugosité d'un miroir magnétique », thèse soutenue en juin 1999 : encadrement à 40% (y compris lors de la rédaction de la thèse)
- **V. Savalli** « Etude à haute résolution de la rugosité de surface par réflexion d'atomes », soutenance prévue le 1er décembre 2000 : encadrement à 40% (y compris lors de la rédaction de la thèse)

Stages de DEA et d'élèves-ingénieurs (encadrement à 100% sauf spécifié)

- R. Giust (ingénieur SupOptique, 1992) « étude de cavités amplificatrices pour la réalisation d'un miroir à atomes »
- M. Lachgar (DEA Lasers et Applications Paris XIII, 1992) « mise en œuvre d'un lambdamètre »
- G. Labeyrie (DEA Laser et Matière Paris XI, 1992) « asservissement de la fréquence d'une diode laser sur les raies d'absorption saturée du Rb »
- A. Landragin (ingénieur SupOptique, 1993) « réalisation d'un laser titane-saphir continu à 780nm pour une expérience de miroir à atomes »
- F. Locoh-Donou (ingénieur ENSP Marseille, 1993) « étude de cavités amplificatrices linéaires pour miroirs à atomes »
- P. McNeill (ingénieur EPF Lausanne, 1994) « contrôle en fréquence de diodes lasers en cavité étendue »
- R. Mathevet (DEA Lasers et Applications Paris XIII, 1994) « contrôle en fréquence de diodes lasers en cavité étendue »
- P. Vignolo (thèse Laurea Univ Pise, 1994), « détection non destructive d'atomes réfléchis sur un miroir à onde évanescente » (encadrement à 25%)
- L. Cognet (ingénieur SupOptique, 1995), « détection non destructive d'atomes réfléchis sur un miroir à onde évanescente »
- A. Quicheron (ingénieur UL Bruxelles, 1996), « détection optique d'atomes réfléchis sur un miroir atomique »
- Y. Lecoq et A. Robert (SupOptique 1998, projet de 3e année), « système de visualisation d'un condensat de Bose-Einstein »
- C. Aussibal (SupOptique 2000, projet de 3e année), « étude de guides magnétiques à atomes »

Enseignement

Depuis octobre 1991, j'effectue mon service d'enseignement à l'Ecole Supérieure d'Optique (Supoptique), école d'ingénieur dont la scolarité comporte trois années, après concours à BAC+2. Mon enseignement a évolué d'année en année, autour des trois thèmes suivants :

Optique physique (SupOptique 1ère année)

- TD d'interférométrie, polarisation et diffraction de 1991 à 1996 ; responsabilité totale des examens
- Transfert progressif des TD à des moniteurs de l'enseignement supérieur dont j'assure le tutorat (L. Frey 97-00, N. Schlosser 98-01, G. Delannoy 00-)
- Responsabilité du cours de polarisation depuis sept 99 (18h en version longue, 10h en version condensée pour les étudiants admis sur titres en 2e année). Rédaction d'un polycopié en collaboration avec les élèves.

Optique géométrique (SupOptique 1ère année)

- Responsabilité du cours de 93 à 99 (40h).
- Rédaction d'un polycopié de 150 pages (version condensée publiée, cf liste de publications)

Travaux Pratiques d'Optique (SupOptique 2e et 3e année)

- Enseignement très évolutif (changement de semestre, encadrement de nouvelles expériences, mise en place des TP systèmes, projets pluridisciplinaires sur plusieurs demi-journées), représentant actuellement environ 50% de mon service
- Thèmes très divers : optique instrumentale (aberrations, photométrie), techniques de détection (modulation, asservissement, bruits), beaucoup de lasers, et récemment de la polarisation.

J'ai beaucoup apprécié les enrichissements réciproques de mes travaux d'enseignement et de recherche au cours de ces neuf années. J'ai souhaité ici en donner quelques illustrations.
Du point de vue conceptuel, ma compréhension de l'optique atomique fait beaucoup appel aux analogies avec l'optique traditionnelle, à la fois du fait de ma formation initiale mais plus encore de par l'approfondissement dû à mon enseignement.
Je me suis beaucoup intéressée au cours de ma thèse aux problèmes de contrôle de la polarisation (j'ai même écrit une publication sur ce sujet), et ceux-ci restent très importants pour les expériences de miroirs à atomes. J'apprécie donc particulièrement d'enseigner cette discipline, et j'en profite pour faire le lien entre les formalismes utilisés en optique et en mécanique quantique.
Les techniques d'imagerie des atomes froids, en particulier du contraste de phase, que je connaissais bien pour les enseigner depuis 1991, ont été « redécouvertes » pour l'observation des condensats de Bose-Einstein. J'ai donc pu contribuer à cet aspect de nos expériences de condensation.
Enfin mes nombreux travaux expérimentaux sur les lasers, tant au cours de ma thèse, de mon séjour postdoctoral que de mon travail de recherche actuel, ont beaucoup alimenté mon enseignement de travaux pratiques: lasers pompés par diode, doublage de fréquence, diodes lasers, spectroscopie d'absorption saturée, asservissement de fréquence, mesure de largeur de raie par autobattement. J'ai en particulier sur ces thèmes monté de nouvelles expériences, pour les travaux pratiques « standards » et pour les travaux pratiques « systèmes ».

Autres responsabilités et activités collectives

Responsabilités au sein de l'Institut d'Optique :

Je suis depuis juin 1999 responsable des relations internationales de l'Institut d'Optique. Cette mission couvre les aspects enseignement, recherche et animation scientifique. En fait je suis impliquée dans les relations internationales depuis 1993 :

- 1993-99 : organisation et recherche des stages à l'étranger (40 étudiants partis en stage chaque année)
- depuis 1993 : coordination du programme SOCRATES pour l'École Supérieure d'Optique;
- 1997 : rédaction du volet international du contrat quadriennal de l'Institut d'Optique;
- 1999 : rédaction de la candidature de l'IOTA aux sites d'accueil de doctorants Marie Curie du programme européen « Improving Human Potential » (candidature acceptée)
- depuis 1999 : coordination d'un programme d'échanges d'étudiants de 2nd cycle entre le CREOL (Université de Floride Centrale) et 7 établissements d'enseignement supérieur et de recherche répartis sur toute la France ;
- depuis 1999 : animation de la commission internationale de l'Institut d'Optique;

Je dois également à partir de janvier 2001 prendre des responsabilités au niveau de la **direction des études de l'Ecole Supérieure d'Optique**.

Autres activités collectives

- membre depuis 1995 des commissions de spécialistes de l'Université Paris XI (section 30), de l'ENS de Cachan et du CNAM.
- membre du jury de thèse de P. Desbiolles (nov. 1996).
- activités au sein de l'Association Amicale des Anciens Elèves de l'Ecole Supérieure d'Optique : secrétariat général (1994-98), présentation d'expériences à l'occasion de salons (93-96), aide à la recherche d'emploi des jeunes diplômés, réalisation d'une plaquette de promotion de l'Optique et du diplôme de Supoptique, lien avec les élèves.