

† COLLÈGE DE FRANCE, LABORATOIRE DE SPECTROSCOPIE HERTZIENNE  
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE, ASSOCIÉ AU C.N.R.S. ET A L'UNIVERSITÉ PARIS VI,

24, rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05

(\*\*) NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY (EX NATIONAL BUREAU OF STANDARDS),

Gaithersburg, Maryland, USA

# ONDES STATIONNAIRES ET ATOMES ULTRA-FROIDS

Claude COHEN-TANNOUDJI<sup>†</sup> et W. D. PHILLIPS (\*\*)

## MOTS CLÉS :

Ondes stationnaires  
Pompage optique  
Refroidissement

## KEY WORDS :

Standing waves  
Optical pumping  
Cooling

## Standing waves, atoms, and very low temperatures

**RÉSUMÉ :** Les échanges d'impulsion entre atomes et onde stationnaire quasi résonnante ont fait découvrir des effets inattendus de phénomènes bien connus tels que le pompage optique et les déplacements lumineux. Une des conséquences les plus spectaculaires est le refroidissement d'atomes à des températures de l'ordre du microkelvin.

**SUMMARY :** Momentum exchanges between atoms and standing waves have revealed unexpected effects of well known phenomena such as optical pumping and light shifts. One of the most enlightening results is cooling of atoms at temperature around a few microkelvins.

## 1. — INTRODUCTION

Lorsqu'un atome ou une molécule interagit avec un rayon de lumière, la lumière absorbée ou réémise donne des informations sur la structure atomique ou moléculaire. Cette observation est à la base de toute la spectroscopie. Mais l'interaction d'un atome et d'un photon peut aussi servir à manipuler l'atome et à tester son état. Par exemple, grâce au pompage optique inventé par Alfred Kastler, on peut exploiter des échanges résonnants de moment cinétique entre atomes et photons polarisés pour orienter les axes de rotation (les spins) des atomes ou pour mettre ces atomes hors de l'équilibre thermodynamique. Dans son article originel de 1950, A. Kastler proposait aussi d'utiliser le pompage optique pour échauffer ou refroidir tel ou tel degré de liberté interne de l'atome qui transférerait ensuite cet échauffement ou ce refroidissement aux degrés de liberté de translation, phénomène que A. Kastler baptisait

« effet luminofrigorifique » et « effet luminocalorique ». Un autre exemple bien connu d'interaction entre lumière et atomes est le refroidissement par laser. Cette technique s'appuie sur des échanges résonnants d'impulsion entre atomes et photons qui conduit à une diminution de leur énergie cinétique. Le refroidissement par laser fut suggéré indépendamment par Theodor Hänsch et Arthur Schawlow pour les atomes neutres [1], et par David Wineland et Hans Dehmelt pour les ions piégés [2].

Avant 1988, le refroidissement par laser conduisait à des températures de l'ordre de quelques centaines de microkelvin, mais des améliorations inattendues, découvertes au cours des dernières années, ont abaissé ces températures à quelques microkelvin. Ce sont les interactions résonnantes d'atomes avec des ondes stationnaires qui ont permis ces progrès. Nous commençons à comprendre les nouveaux mécanismes physiques qui permettent d'atteindre de si basses températures.

**2. — REFROIDISSEMENT LASER DES ATOMES PAR EFFET DOPPLER-FIZEAU**

Le principe du refroidissement par effet Doppler-Fizeau pour les atomes libres [1] est bien illustré par un atome à deux niveaux plongé dans une onde laser stationnaire de fréquence  $f_L$  légèrement désaccordée au-dessous de la fréquence de la transition atomique  $f_A$  (fig. 1(a)). A chaque absorption d'un photon qui est réémis par la suite de manière isotrope, l'atome gagne l'impulsion du photon absorbé de telle sorte que chaque onde exerce sur lui sa force de pression de radiation dans le sens de la propagation. Supposons d'abord que l'atome soit au repos. Les forces de pression opposées, exercées par les deux ondes se propageant en sens inverses, s'équilibrent exactement, et la force subie par l'atome s'annule en moyenne. Si l'atome se déplace le long de l'onde stationnaire avec une vitesse  $v$ , les deux ondes subissent par rapport à l'atome un décalage de fréquence par effet Doppler-Fizeau  $\pm f_L v/c = \pm kv/2 \pi$ , où  $k$  est le module du vecteur d'onde. La fréquence de l'onde qui va à l'encontre de l'atome se rapproche de la résonance et cette onde exerce une force de pression plus forte que l'onde qui se

propage dans le même sens que l'atome, laquelle s'éloigne de la résonance. Ce déséquilibre entre les deux forces donne naissance à une force moyenne de friction  $F$ , qui est opposée à la vitesse de l'atome et qui peut s'écrire pour les faibles vitesses  $F = -\alpha v$ , où  $\alpha$  est un coefficient de friction. La figure 1b montre, pour une faible intensité du laser, la force d'amortissement (cause du refroidissement), somme de deux forces opposées qui varient avec  $kv$  suivant des courbes de Lorentz, chaque courbe étant de largeur  $\Gamma$  égale à la largeur naturelle de l'état atomique excité. Ces courbes (en tirets sur la figure 2) sont centrées en  $kv = \pm \delta$ , où  $\delta = 2 \pi (f_L - f_A)$  est le désaccord de l'onde laser avec la résonance de l'atome au repos. On peut montrer que la pente  $dF/dv$  de la force résultante autour de  $v = 0$ , c'est-à-dire le coefficient de friction  $\alpha$ , est maximale quand  $\delta = -\Gamma/2$  et est proportionnelle à l'intensité des deux ondes. La force résultante est ainsi proportionnelle à l'intensité  $I_L$  du laser, elle est toujours de sens opposé à la vitesse de l'atome et varie à peu près linéairement avec la vitesse pour  $|kv| < \Gamma/2$ . Cette inégalité définit un domaine de vitesses, appelé le domaine de capture des vitesses, dans lequel l'amortissement des vitesses est le plus

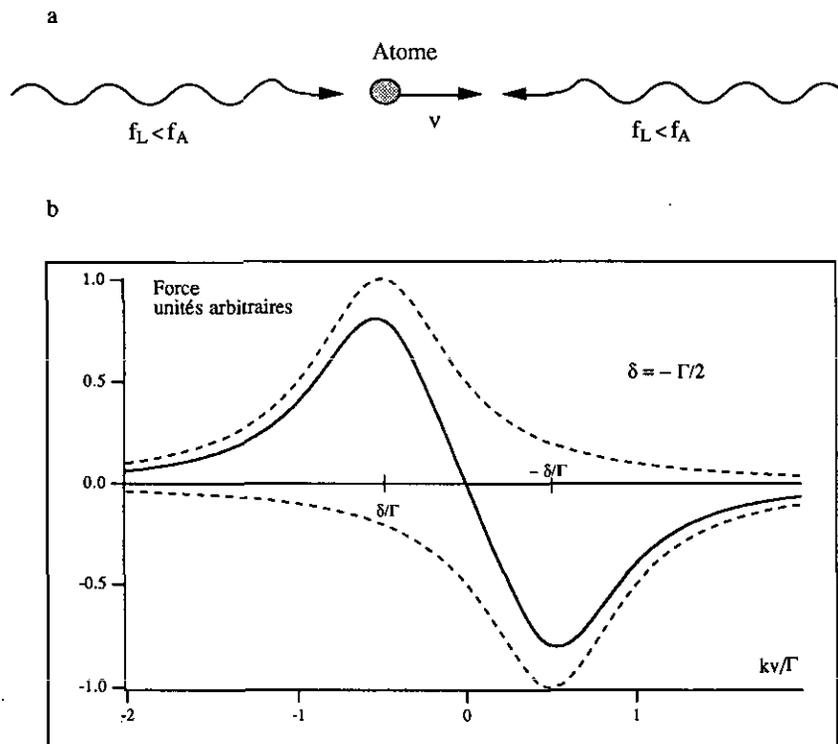


FIG. 1. — Principe du refroidissement Doppler-Fizeau. Force exercée sur un atome par une onde stationnaire de faible intensité formée de deux ondes se propageant en sens inverses et dont la fréquence est légèrement au-dessous de la résonance atomique. Les courbes en tirets donnent les variations avec la vitesse atomique, repérée par le paramètre sans dimension  $kv/\Gamma$ , des forces exercées séparément sur l'atome par chaque onde. La force totale, qui change de signe avec la vitesse de l'atome, est assimilable à une force de friction qui amortit la vitesse de l'atome et le refroidit.

efficace. Pour les faibles valeurs de l'intensité  $I_L$ , l'extension de ce domaine est indépendante de  $I_L$ .

En réalité, la force de friction considérée ci-dessus est une force moyenne sur un grand nombre de cycles de fluorescence. La nature aléatoire des processus radiatifs introduit des fluctuations du mouvement atomique. Par exemple, chaque photon de fluorescence est émis dans une direction quelconque, donnant à l'atome une impulsion de recul dans une direction aléatoire et en moyenne nulle. De plus le nombre de cycles de fluorescence accomplis dans une période donnée est aléatoire, de telle sorte que l'impulsion transférée du faisceau laser à l'atome pendant cette période est fluctuante. Comme dans le mouvement brownien, ces fluctuations dans les échanges d'impulsion accroissent la largeur  $\Delta v$  de la distribution des vitesses atomiques. L'échauffement qui en résulte est caractérisé par le taux d'accroissement de  $(\Delta v)^2$ , c'est-à-dire par le coefficient de diffusion  $D$  de l'impulsion dont on peut montrer qu'il est proportionnel à l'intensité du laser  $I_L$ . A l'équilibre, l'échauffement caractérisé par  $D$  est compensé par le refroidissement caractérisé par  $\alpha$ , et l'atome se trouve à une température d'équilibre proportionnelle au rapport  $D/\alpha$ . Comme  $D$  et  $\alpha$  sont tous deux proportionnels à l'intensité  $I_L$ , la température d'équilibre  $T$  est indépendante de  $I_L$  (pour les faibles valeurs de  $I_L$ ). A partir des expressions théoriques de  $D$  et  $\alpha$ , on peut montrer que la plus basse température  $T_D$  que l'on peut atteindre par refroidissement Doppler-Fizeau est donnée par  $k_B T_D = h\Gamma/4\pi$  ( $k_B$  est la constante de Boltzmann et  $h$  la constante de Planck). Cette limite Doppler-Fizeau est obtenue pour un désaccord de fréquence  $\delta = -\Gamma/2$ . Pour le sodium, la température correspondante  $T_D$  est à peu près égale à 240  $\mu\text{K}$ , alors que pour le césium elle est voisine de 125  $\mu\text{K}$ .

D'autres mécanismes de refroidissement pour des atomes à deux niveaux, exploitant l'émission stimulée dans un faisceau laser intense, ont été proposés [4] et démontrés [5]. Ils ne seront pas étudiés ici ; ils donnent des forces de friction plus grandes, donc des refroidissements plus rapides, mais des températures d'équilibre plus élevées.

Le refroidissement tridimensionnel d'atomes non piégés requiert plusieurs faisceaux lasers. Hänsch et Schawlow [1] ont proposé une configuration à six faisceaux composée de trois paires orthogonales. Avec des faisceaux ainsi disposés l'amortissement efficace provoqué par le refroidissement Doppler-Fizeau conduit non seulement à de très basses températures, mais aussi à un confinement visqueux. Des atomes de sodium soumis aux forces de friction décrites plus haut y ont un libre parcours moyen si petit qu'il leur faut plus d'une seconde pour parcourir un centimètre. Au contraire ces atomes ne met-

traient que 20 ms à parcourir la même distance en trajectoire directe à la vitesse moyenne correspondant à leur température. Ce confinement est analogue à celui d'une particule en mouvement brownien dans un fluide visqueux. Les possibilités de confinement du refroidissement par laser ont tout d'abord été démontrées aux Bell Laboratories en 1985 par Steven Chu, maintenant à l'Université de Stanford, et ses collègues [6]. Ils ont baptisé « mélasses optiques » ces configurations.

Le groupe des Bell Laboratories mesurait la température des atomes de sodium dans la mélasse en étudiant leur mouvement balistique après coupure des faisceaux de confinement. La vitesse de décroissance de la concentration en atomes confinés permet d'estimer la température de ces atomes. L'interprétation des données dépend des dimensions du volume de confinement et de la distribution des atomes dans ce volume à l'instant de la coupure des faisceaux. Le résultat égal à 240 (+ 200 ; - 60)  $\mu\text{K}$  englobe la limite attendue pour le refroidissement Doppler-Fizeau. De plus le temps que prennent les atomes à diffuser vers l'extérieur de la mélasse coïncide remarquablement bien avec la valeur prévue, si bien que les mélasses optiques et le refroidissement Doppler-Fizeau par laser apparaissaient comme des processus bien compris.

Des expériences complémentaires effectuées au National Institute of Standards and Technology [7] et aux Bell Laboratories [8] semèrent bientôt le doute sur la validité de cette compréhension. En particulier, l'équipe du NIST trouva que le temps de confinement de la mélasse était optimisé pour un désaccord des faisceaux laser avec la résonance atomique beaucoup plus important que ne le prévoyait la théorie. De plus les mélasses se sont révélées sensibles à des champs magnétiques beaucoup trop faibles pour induire des déplacements Zeeman comparables aux désaccords ou à la largeur naturelle des transitions. Ces résultats et d'autres interrogations conduisirent l'équipe du NIST à faire des mesures plus précises de la température. Ils adoptèrent une autre exploitation de la balistique des atomes en mesurant le temps mis par les atomes ayant quitté la mélasse pour atteindre une zone de test voisine. Cette technique de temps de vol supprimait bien des incertitudes de la technique précédente. La distribution des vitesses qui s'en déduit ne dépend pas de manière aussi critique des caractéristiques du volume de confinement initial. Au début de 1988, cette nouvelle technique conduisit au résultat surprenant d'une température voisine de 40  $\mu\text{K}$ , beaucoup plus basse que la limite théoriquement prédite égale à 240  $\mu\text{K}$ . De plus, les températures les plus basses étaient atteintes pour des désaccords de fréquence égaux à plusieurs largeurs de raie, au lieu de la demi-largeur prédite par la théorie.

De tels désaccords entre théorie et expérience

furent tout d'abord difficiles à accepter, particulièrement à cause de la belle simplicité de la théorie du refroidissement Doppler-Fizeau, et de la conviction bien établie que l'expérience ne marche jamais mieux que la théorie. Cependant de nouvelles mesures effectuées par l'équipe du NIST avec des techniques différentes, confirmées par des résultats obtenus à Stanford [10] et à l'École Normale Supérieure de Paris [11] laissèrent peu de doute sur le fait que la limite Doppler-Fizeau avait été dépassée. Par ailleurs d'autres expériences [12] montrèrent que ces températures basses n'étaient pas le fait de fortes intensités. La température mesurée décroissait quand l'intensité de la lumière diminuait, montrant que les températures les plus basses étaient atteintes en régime de basse intensité, dans des conditions supposées optimales pour la validité de la théorie du refroidissement Doppler-Fizeau. Cette suite de faits était à la fois captivante et dérangeante. Comment interpréter ces résultats ?

### 3. — LE POMPAGE OPTIQUE EN ONDE STATIONNAIRE : NOUVEAUX MÉCANISMES

L'explication de ces très basses températures fut donnée au milieu de l'année 1988 quand des équipes de l'École Normale Supérieure [11] et de l'Université de Stanford [13] proposèrent indépendamment de nouveaux mécanismes de refroidissement. Ces mécanismes reposent sur le pompage optique, les déplacements lumineux (« light shifts ») et les gradients de polarisation des lasers. Depuis lors, des théories plus rigoureuses ont été établies [14, 15]. Nous allons en préciser les idées principales.

Le premier point, essentiel, est que les atomes alcalins ne sont pas simplement des systèmes à deux niveaux. Ils ont plusieurs sous-niveaux Zeeman dans leur état fondamental  $f$ , qui sont dégénérés en l'absence de champs extérieurs. Ces états correspondent aux différentes valeurs propres possibles de la projection du moment angulaire total sur un axe. Ces sous-niveaux offrent la possibilité d'effets importants tels que le pompage optique, qui transfère des atomes d'un sous-niveau  $f_m$  de  $f$  sur un autre  $f_n$  par des cycles d'absorption et d'émission spontanée. De tels cycles se produisent avec une fréquence  $\Gamma'$ , qui est à basse intensité laser  $I_L$  proportionnelle à  $I_L$  et qui peut s'écrire  $\Gamma' \approx 1/\tau_p$ , où  $\tau_p$  représente une durée de pompage optique entre sous-niveaux Zeeman. On obtient à l'équilibre comme résultat de ce pompage optique une distribution particulière des populations des sous-niveaux, et des cohérences entre ces sous-niveaux. Cette distribution dépend des propriétés de polarisation du faisceau laser.

Les interactions des atomes avec la lumière induisent aussi des déplacements d'énergie  $h\Delta'/2\pi$  dans l'état  $f$ , appelés déplacements lumineux (« light

shifts ») [16]. Une manière de comprendre les déplacements lumineux est de considérer des états « habillés » du système atome-rayonnement laser. De tels états habillés présentent un écart  $|\delta|$  entre le niveau atomique fondamental avec un certain nombre de photons et le niveau excité avec un photon de moins. L'interaction champ-atome couple ces deux états du système atome-rayonnement laser avec une force de couplage caractérisée par la fréquence de Rabi  $\Omega$ . L'interaction conduit les deux états habillés à s'écarter, et pour les grandes valeurs de  $|\delta|$ , accroît leur écart de fréquence de  $\Omega^2/2|\delta|$ . L'amplitude du déplacement lumineux du niveau atomique fondamental est la moitié de cette quantité. La fréquence de Rabi est proportionnelle à l'amplitude du champ, de telle sorte que les déplacements lumineux, tout comme le taux de pompage  $1/\tau_p$ , sont proportionnels à  $I_L$  pour les faibles intensités. Ces paramètres dépendent aussi de la polarisation du faisceau laser, et varient en général d'un sous-niveau Zeeman à l'autre.

Une autre caractéristique importante des nouveaux mécanismes de refroidissement est l'existence de gradients de polarisation qui sont inévitables dans les mélasses optiques. A cause des interférences entre les nombreux faisceaux laser, la polarisation de la lumière varie rapidement sur des distances de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde optique. Ainsi ce sont à la fois la distribution d'équilibre des populations et le déplacement lumineux des sous-niveaux qui varient avec la position des atomes dans l'onde électromagnétique.

Considérons un exemple simple de ces nouveaux mécanismes de refroidissement, dans une mélasse unidimensionnelle dans laquelle les deux ondes se propageant en sens inverses sont d'égales intensités et polarisées linéairement perpendiculairement l'une par rapport à l'autre. Une telle configuration de faisceaux laser donne de forts gradients de polarisation parce que la polarisation de l'onde résultante varie continûment sur un huitième de longueur d'onde d'une polarisation rectiligne à une polarisation circulaire  $\sigma^+$  (polarisée circulairement dans le sens anti-horaire vu depuis l'axe des  $z$  positifs), d'une polarisation  $\sigma^+$  à une polarisation rectiligne orthogonale à la première sur le huitième de longueur d'onde suivant, puis de cette polarisation rectiligne à une polarisation  $\sigma^-$ , et ainsi de suite quand on se déplace sur l'axe des  $z$  le long de l'onde stationnaire (fig. 2(b)). Pour avoir au moins deux sous-niveaux Zeeman dans le niveau fondamental  $f$ , nous prendrons le cas simple d'une transition atomique entre un niveau fondamental de moment angulaire total  $J_f = 1/2$  et un niveau excité  $e$  de moment  $J_e = 3/2$  (fig. 2(a)).

A cause des gradients de polarisation, les populations et les énergies des deux sous-niveaux de l'état fondamental dépendent fortement de la position de

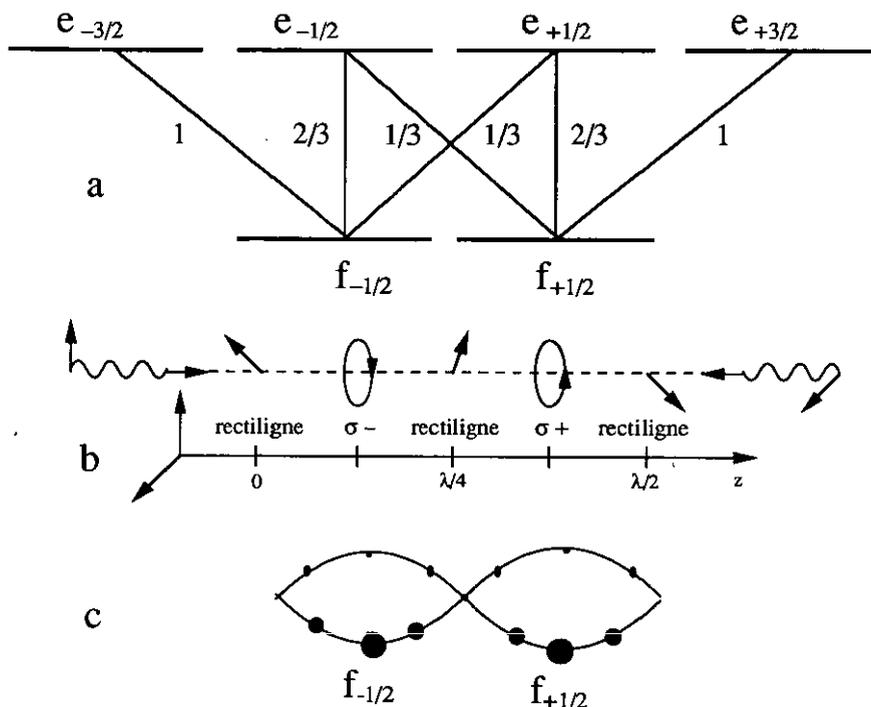


FIG. 2. — Déplacements lumineux des sous-niveaux en présence d'un gradient de polarisation.

(a) Schéma des niveaux et probabilité de transition entre sous-niveaux de l'état fondamental  $f$  et de l'état excité  $e$  (transition  $J_f = 1/2 \leftrightarrow J_e = 3/2$ ).

(b) Gradients de polarisation dans une onde stationnaire formée par deux ondes de polarisations rectilignes orthogonales.

(c) Variations, en fonction de  $z$ , des énergies et des populations des sous-niveaux de l'état fondamental, pour un atome immobile.

l'atome le long de l'axe  $Oz$ . Considérons par exemple un atome au repos situé en  $z = \lambda/8$  où la polarisation est  $\sigma^-$  (fig. 2(b)). L'absorption d'un photon  $\sigma^-$  porte l'atome de  $f_{+1/2}$  en  $e_{-1/2}$  d'où il peut se désexciter en  $f_{-1/2}$ . Si l'atome se désexcite en  $f_{+1/2}$  il peut absorber un autre photon  $\sigma^-$  et avoir une nouvelle chance de se désexciter en  $f_{-1/2}$ . Au contraire l'absorption d'un photon  $\sigma^-$  en  $f_{-1/2}$  porte l'atome en  $e_{-3/2}$  d'où il ne peut redescendre qu'en  $f_{-1/2}$ . Il s'ensuit qu'à l'équilibre tous les atomes se retrouvent pompés optiquement en  $f_{-1/2}$  (nous supposons l'intensité du laser suffisamment faible pour pouvoir négliger la population de l'état excité). Comme le montre la figure 2, la transition  $\sigma^-$  partant du sous-niveau  $f_{-1/2}$  est trois fois plus intense que la transition  $\sigma^-$  partant de  $f_{+1/2}$ . Par conséquent le déplacement lumineux  $\Delta'_-$  de  $f_{-1/2}$  est d'amplitude trois fois plus grande que le déplacement  $\Delta'_+$  de  $f_{+1/2}$  (nous supposons ici que le laser est décalé vers le rouge, de telle sorte que les deux déplacements d'énergie sont négatifs). Si l'atome est en  $z = 3\lambda/8$ , où la polarisation est  $\sigma^+$ , les conclusions du même raisonnement sont symétriques : tous les atomes se retrouvent en  $f_{+1/2}$  et nous avons maintenant  $\Delta'_+ = 3\Delta'_-$ . Enfin si l'atome se trouve en

un lieu où la polarisation est rectiligne, par exemple en  $z = 0, \lambda/4, \lambda/2$ , etc., des considérations de simple symétrie montrent que les populations des deux sous-niveaux sont égales et que leurs déplacements lumineux sont égaux. Tous ces résultats sont récapitulés sur la figure 2(c) qui représente en fonction de  $z$  les déplacements lumineux et les populations des deux sous-niveaux de l'état fondamental pour des atomes au repos.

Il est clair que la force qui s'exerce sur les atomes au repos s'annule en moyenne dans l'espace parce que les populations sont symétriquement distribuées par rapport aux creux et aux bosses. Si l'atome est en mouvement, la symétrie est rompue, et il apparaît une force moyenne de friction. Le fait essentiel est que le pompage optique responsable de la distribution des populations prend un temps fini  $\tau_p$ . Considérons par exemple un atome partant de  $z = \lambda/8$  (où les atomes sont pompés dans le creux) se dirigeant vers la droite (voir la fig. 3). Si la vitesse  $v$  est telle que le temps pris pour parcourir une longueur égale à  $\lambda/4$  est de l'ordre de  $\tau_p$ , l'atome va en moyenne rester dans le même sous-niveau et monter sur la bosse de potentiel. Au sommet, la probabilité de transiter par pompage optique vers le creux de

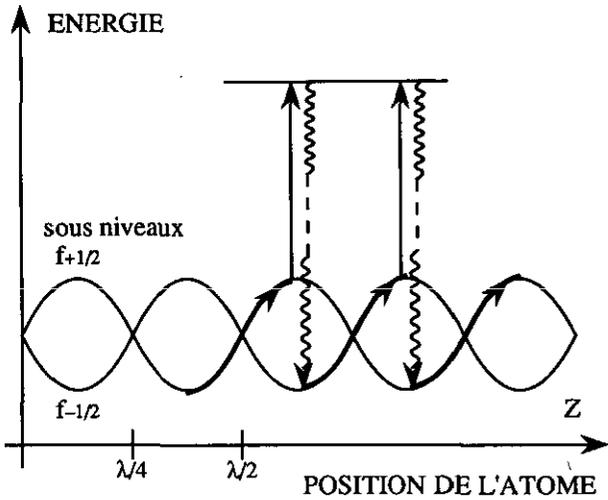


FIG. 3. — L'atome est, comme Sisyphe, condamné à gravir perpétuellement des côtes quand il évolue dans un champ tel que celui de la figure 2. Par pompage optique, l'atome émet plus d'énergie en se désexcitant qu'il n'en avait acquis par absorption, et il se refroidit. L'effet est optimisé lorsque le temps moyen de désexcitation correspond au temps de parcours d'un quart de longueur d'onde.

l'autre sous-niveau est maximale. A partir de là le même processus peut se répéter, comme l'indique la courbe en trait fort de la figure 3. A cause du retard introduit par le pompage optique  $\tau_p$ , l'atome, tout comme Sisyphe dans la mythologie grecque, est condamné à gravir sans cesse des collines de potentiel, ce qui absorbe une partie de son énergie cinétique.

Le schéma précédent montre clairement que ce nouveau mécanisme de refroidissement trouve son efficacité maximale lorsque l'atome parcourt une distance de l'ordre de la longueur d'onde pendant la durée  $\tau_p$ . Le domaine de vitesses de capture est ainsi donné par  $v_p = \lambda/\tau_p$ , ou ce qui revient au même  $kv_p = 1/\tau_p$ . Puisque le taux de pompage optique est proportionnel à l'intensité du laser  $I_L$ , le domaine de vitesses de capture  $v_p$  est aussi proportionnel à  $I_L$  et tend vers zéro pour les intensités évanescentes. Ceci est une différence fondamentale avec le refroidissement Doppler-Fizeau, pour lequel la largeur du domaine de capture des vitesses  $v_D$  est indépendante de l'intensité  $I_L$ . Par ailleurs le coefficient de friction  $\alpha$  du nouveau mécanisme de refroidissement reste élevé et indépendant de  $I_L$  alors qu'il était proportionnel à  $I_L$  dans le refroidissement Doppler-Fizeau. Cette propriété importante et quelque peu paradoxale résulte du fait que, quand  $I_L$  tend vers zéro, l'allongement du temps de pompage optique compense la diminution des déplacements lumineux.

Alors que le coefficient de friction  $\alpha$  ne dépend pas de l'intensité  $I_L$ , le taux de chauffage en dépend. La température de refroidissement des atomes

dépend du rapport du taux de chauffage au coefficient de friction, de telle sorte que la température finale est proportionnelle à  $I_L$ . La friction et le chauffage dépendent aussi du désaccord de fréquence du laser de telle sorte que, pour de grands désaccords, la température est proportionnelle à l'inverse de  $\delta$ . La figure 4 donne une comparaison qualitative des refroidissements par effet Doppler-Fizeau et des refroidissements par gradient de polarisation pour différentes intensités. Il est clair que les forces Doppler-Fizeau conservent le même domaine de capture des vitesses quand l'intensité croît tandis que le coefficient de friction donné par la pente à

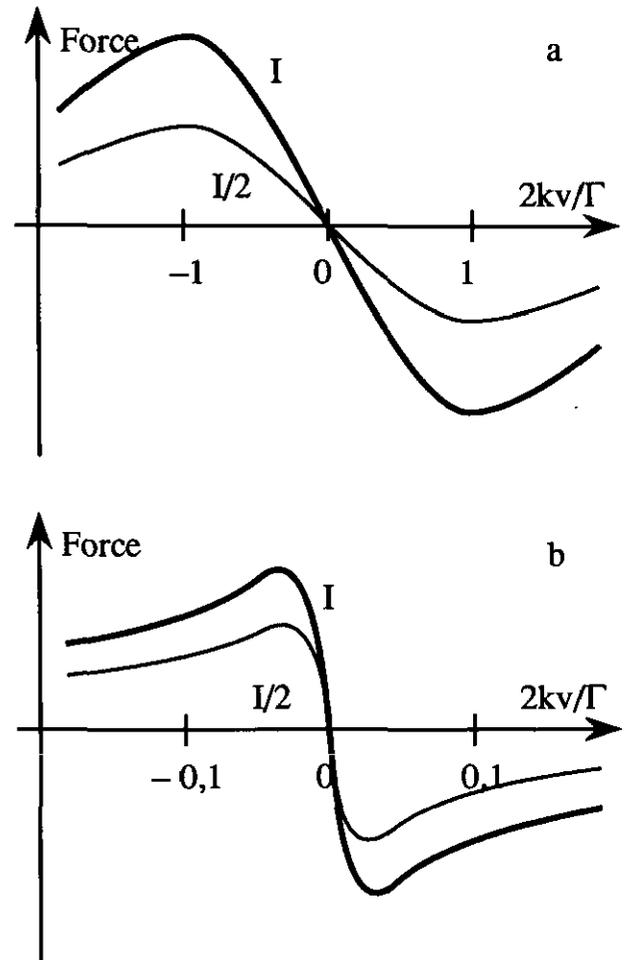


FIG. 4. — Force d'amortissement en fonction de la vitesse en refroidissement Doppler-Fizeau (a) et en refroidissement par gradient de polarisation (b). Sur l'axe horizontal sont portées les vitesses normalisées  $2kv/\Gamma$  où  $k$  est le vecteur d'onde des faisceaux laser et  $\Gamma$  la largeur de raie de la résonance atomique. Deux courbes sont portées pour une intensité  $I$  et l'intensité moitié. Pour le refroidissement Doppler-Fizeau le domaine des vitesses où le refroidissement est efficace est indépendant de l'intensité alors que le coefficient de friction (pente de la courbe en  $v = 0$ ) est proportionnel à  $I$ . Au contraire, dans le refroidissement par gradient de polarisation, la largeur du domaine de capture des vitesses augmente avec l'intensité alors que le coefficient de friction reste constant et grand. Remarquer la différence des échelles de vitesses.

$v = 0$  augmente. Au contraire, pour le refroidissement par gradient de polarisation c'est le coefficient de friction qui reste constant (et grand) et la largeur du domaine de capture des vitesses (qui peut être très petite), qui augmente quand  $\tau$  croît. Aux basses vitesses, le refroidissement par gradient de polarisation est en général le plus efficace. Pour les plus grandes vitesses, le refroidissement Doppler-Fizeau, selon les paramètres choisis, peut être plus efficace.

D'autres configurations laser peuvent induire un refroidissement présentant les mêmes propriétés. Certaines ont des gradients de polarisation sans pour autant exploiter un effet Sisyphe (voir par exemple les configurations  $\sigma^+ - \sigma^-$  étudiées dans les références [14 et 15]). D'autres configurations exploitent un effet Sisyphe apparaissant dans une onde stationnaire sans gradient de polarisation mais soumise à un faible champ magnétique [17, 18]. Tous ces nouveaux mécanismes de refroidissement, comme ceux décrits ci-dessus, présentent les caractéristiques suivantes : quand l'atome, ayant plusieurs sous-niveaux fondamentaux, est au repos à une abscisse  $z$ , la matrice densité  $\sigma_{st}(z)$  qui décrit la distribution des populations et des cohérences dans l'état fondamental dépend fortement de  $z$  sur une échelle de l'ordre de la longueur d'onde. A cause du temps fini pris par le pompage optique, l'état  $\sigma(z)$  de l'atome en mouvement dans ce champ ne peut pas suivre adiabatiquement les variations du champ électromagnétique :  $\sigma(z)$  est déphasée par rapport à  $\sigma_{st}(z)$  d'un retard de l'ordre de  $\tau_p$ . C'est précisément ce retard  $\tau_p$  qui est responsable du nouveau mécanisme de friction. Le retard s'allonge quand l'intensité du laser diminue, et le mécanisme de friction garde son efficacité.

#### 4. — COMPARAISON ENTRE THÉORIE ET EXPÉRIENCE

Cette théorie d'un nouveau mécanisme de refroidissement dû aux variations spatiales du pompage optique, bien qu'exprimée dans un modèle à une dimension, est capable d'interpréter la plupart des caractéristiques essentielles des mélasses optiques tridimensionnelles. Les températures extrêmement basses, ainsi que les variations de la température avec l'intensité et avec le désaccord de fréquence sont toutes conformes à la nouvelle théorie. De plus la très grande sensibilité des mélasses aux champs magnétiques se comprend par les déplacements et les mélanges des sous-niveaux Zeeman produits par le champ magnétique, qui perturbent le refroidissement induit par le pompage optique et par les déplacements lumineux de ces sous-niveaux. La nouvelle théorie a également conduit à une prévision vérifiable : le champ magnétique devrait moins perturber le refroidissement aux fortes intensités, parce

que le taux de pompage et les déplacements des niveaux sont plus grands. La confirmation de cette prévision [19] fut un argument en faveur de la validité au moins qualitative de la théorie. Une autre constatation favorable fut l'observation à Stanford [17] de distributions de vitesses bimodales non thermiques prouvant l'existence d'un domaine de capture des vitesses plus réduit que pour le refroidissement Doppler-Fizeau. Parce que la largeur du domaine de capture des vitesses est proportionnelle à l'intensité du laser, il existe un seuil d'intensité non nul pour lequel le refroidissement est effectif, contrairement au cas du refroidissement Doppler-Fizeau. L'équipe du NIST confirma qualitativement l'existence d'un tel seuil [19].

Bien que le nouveau mécanisme de refroidissement fut découvert sur le sodium, cet atome n'est pas un système idéal pour vérifier la théorie. La structure hyperfine particulière du sodium empêche d'étudier les mélasses pour de grands écarts de fréquence à la résonance. Ces conditions sont celles pour lesquelles la théorie est la plus simple et la moins sensible aux défauts des gradients de polarisation. Des expériences faites à l'Ecole Normale Supérieure sur le césium, dont la structure hyperfine est beaucoup plus grande, ont permis d'explorer le domaine des grands désaccords de fréquence et de montrer un accord très clair entre la théorie unidimensionnelle et les expériences à trois dimensions [20]. La théorie prévoit une température qui varie

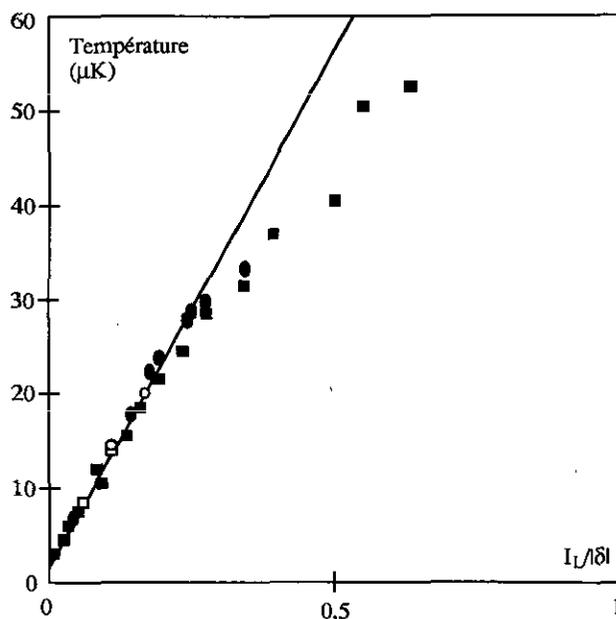


FIG. 5. — La température d'équilibre dépend linéairement du rapport  $I_L/|\delta|$  où  $I_L$  est l'intensité du laser et  $|\delta|$  le désaccord. L'unité sur l'axe des abscisses représente l'égalité entre le déplacement lumineux  $\Omega^2/|\delta|$ , où  $\Omega$  est la fréquence de Rabi dans le champ électromagnétique, et la largeur naturelle  $\Gamma$ . Ces résultats expérimentaux sont conformes à la théorie du refroidissement par gradient de polarisation. Les différents symboles correspondent à différentes valeurs du désaccord (adapté de la Réf. [20]).

linéairement avec le rapport de l'intensité du laser au désaccord de fréquence. La *figure 5* montre la température d'atomes de césium dans une mélasse pour une large gamme de désaccords et d'intensités. Toutes ces températures suivent la loi attendue, sauf pour les fortes intensités et les faibles désaccords. Le seuil d'intensité suit le désaccord de fréquence conformément à la théorie.

La plus basse température atteinte dans ces expériences sur le césium est  $2,5 \pm 0,6 \mu\text{K}$ , représentant la plus basse température rapportée pour un ensemble d'atomes dans un système de refroidissement tridimensionnel. La *figure 6* montre une distribution typique des temps de vol qui conduit à cette température. Carl Wieman et ses collaborateurs ont récemment observé au Joint Institute for Laboratory Astrophysics des températures analogues [21]. Cette température pour le césium, et les  $25 \mu\text{K}$  observés pour le sodium au NIST et à Stanford dans une configuration tridimensionnelle, représentent des vitesses quadratiques égales à quelques vitesses de recul, la vitesse de recul étant celle communiquée à l'atome lors de l'absorption ou de l'émission d'un photon unique.

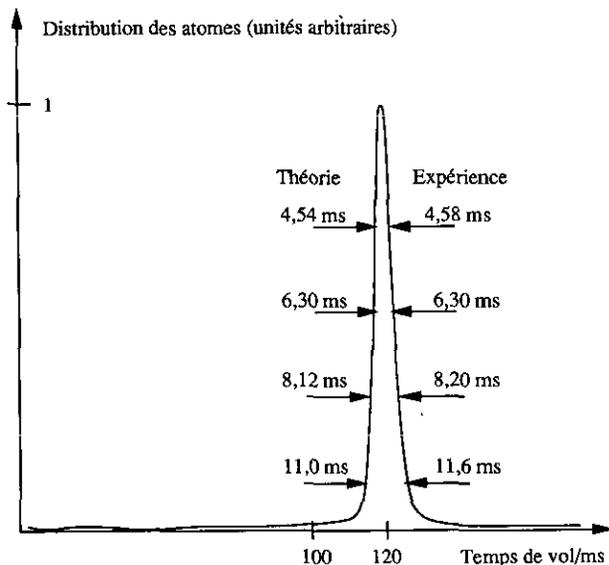


FIG. 6. — Distribution des temps de vol pour des atomes de césium libérés d'une mélasse optique et détectés à 7 cm de la mélasse. Les résultats expérimentaux sont comparés aux prédictions théoriques pour une distribution gaussienne initiale de vitesses. La largeur de la courbe implique une température de  $2,5 \mu\text{K}$ , un record en la matière (adapté de la Réf. [20]).

## 5. — AU-DESSOUS DE LA VITESSE DE RECU

Dans tous les schémas de refroidissement précédents, les atomes refroidis absorbent et réémettent constamment de la lumière, si bien qu'il semble impossible d'éviter le recul aléatoire dû à l'émission

spontanée de photons. On s'attend donc à une limite fondamentale du refroidissement par laser qui est de l'ordre de  $E_{rec} = h^2 k^2 / 8 \pi^2 M$ , où  $M$  est la masse atomique. En réalité cette limite peut être contournée : au moins dans un modèle unidimensionnel on peut descendre au-dessous de la limite du recul avec un mécanisme de refroidissement qui fut mis en œuvre en 1988 à l'École Normale Supérieure [22].

Ce nouveau mécanisme s'appuie sur un piégeage cohérent sélectif en vitesses. Piégeage cohérent signifie que les atomes sont préparés dans une superposition cohérente de deux sous-niveaux. Dans un tel état, un atome ne peut pas absorber la lumière, parce que les deux amplitudes d'absorption à partir de ces deux sous-niveaux interfèrent destructivement et s'annulent. Une fois que les atomes sont pompés optiquement dans un tel état piégeant, la fluorescence disparaît. Ce phénomène bien connu fut observé pour la première fois à l'Université de Pise en 1976 [23]. L'équipe de l'École Normale introduisit en 1988 l'idée d'un état piégeant sélectif en vitesses, qui peut alors être utilisé pour un refroidissement par laser. Le schéma proposé utilise une mélasse unidimensionnelle où les deux faisceaux laser se propagent en sens inverses ont des polarisations circulaires opposées. On peut montrer que l'état piégeant n'existe que pour les atomes dont la composante de vitesse sur l'axe du faisceau est nulle [22, 24]. Si cette composante de vitesse n'est pas nulle, l'interférence entre les deux amplitudes de transition à partir des deux sous-niveaux n'est plus complètement destructive, et l'atome peut absorber de la lumière. Plus la composante de vitesse est élevée, plus le taux d'absorption est grand. Le but est bien sûr de peupler l'état piégé non absorbant.

L'idée est d'exploiter la redistribution d'impulsion atomique au cours d'un cycle absorption-émission spontanée : il existe une probabilité pour un atome initialement dans une classe de vitesse  $v \neq 0$  absorbante d'être pompé optiquement dans l'état piégeant non absorbant  $v = 0$ . Ces atomes sont alors soustraits à l'action de la lumière et ne subissent plus d'effets de recul aléatoires. Ils demeurent ainsi à  $v = 0$ . Les atomes devraient donc s'entasser dans un domaine de vitesses de largeur  $\delta v$  autour de  $v = 0$ . Les atomes dont la composante de vitesse suivant  $Oz$  n'est pas tout à fait nulle ne sont pas complètement piégés : en conséquence la largeur  $\delta v$  de la distribution des vitesses autour de  $v = 0$  est déterminée par la durée d'interaction  $\Theta$ . Pour une valeur donnée de  $\Theta$ , les seuls atomes qui peuvent rester piégés sont ceux pour lesquels le taux d'absorption est petit devant  $1/\Theta$ . Comme le taux d'absorption augmente avec  $v$ , plus  $\Theta$  est grand, plus  $v$  est petit pour les atomes piégés. Il n'y a pas de limite inférieure à la largeur de la distribution des vitesses que l'on peut atteindre par une telle méthode, pourvu bien sûr que l'on puisse allonger

suffisamment  $\Theta$ . Ce mécanisme de refroidissement diffère de tous les mécanismes précédents en ce qu'il n'y a pas de force de friction. Au contraire, les atomes froids sont sélectionnés en combinant un pompage optique dans l'espace des vitesses et un procédé de sélection qui les accumulent dans un étroit domaine de vitesses.

La discussion précédente a été très simplifiée. Une analyse plus fine [22, 24], utilisant une description quantique des degrés de libertés de translation de l'atome le long de la direction  $Oz$  des deux ondes laser se propageant en sens inverses, montre que l'état piégeant est une combinaison linéaire de deux états atomiques différant non seulement par leur nombre quantique interne Zeeman mais aussi par leur impulsion  $p$  suivant l'axe  $Oz$ . L'état piégeant est ainsi un état à deux impulsions. En fait, les résultats obtenus à l'Ecole Normale Supérieure sur la distribution des impulsions le long de l'axe  $Oz$  d'atomes d'hélium 4 refroidis par cette méthode montre une structure à deux pics (*fig. 7*), conformément à la théorie. La largeur de chaque pic est plus petite que l'impulsion d'un photon,  $hk/2\pi$ , ce qui confirme que la largeur de la distribution des vitesses est inférieure à la limite du recul. La température unidimensionnelle déterminée par la composante de vitesse sur l'axe du faisceau laser correspondant à ces largeurs est de l'ordre de  $2\ \mu\text{K}$ . On a proposé

récemment des extensions à deux dimensions [24, 25] et à trois dimensions [25, 26] de ce schéma de refroidissement, conduisant à des états piégeants qui sont des combinaisons linéaires de plusieurs états dont les impulsions ont des directions différentes, mais même module  $hk/2\pi$ .

### 6. — UNE COMBINAISON D'EFFETS CONNUS

En conclusion, nous voulons insister sur le fait que les nouveaux mécanismes qui ont permis de refroidir des atomes jusque dans le domaine des microkelvin sont fondés sur des effets physiques comme le pompage optique, les déplacements lumineux et le piégeage cohérent de populations qui sont connus depuis longtemps. Par exemple la première observation d'un déplacement lumineux [27] est antérieure à l'utilisation des lasers en spectroscopie atomique : A. Kastler les avait baptisés « lamp shifts » en un jeu de mots rappelant qu'ils étaient produits par la lumière issue d'une lampe. Les chercheurs d'il y a trente ans étaient très conscients du fait que les déplacements lumineux différentiels des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental dépendaient fortement de l'état de polarisation de la lumière. L'exploitation du pompage optique pour changer les populations des sous-niveaux Zeeman est encore

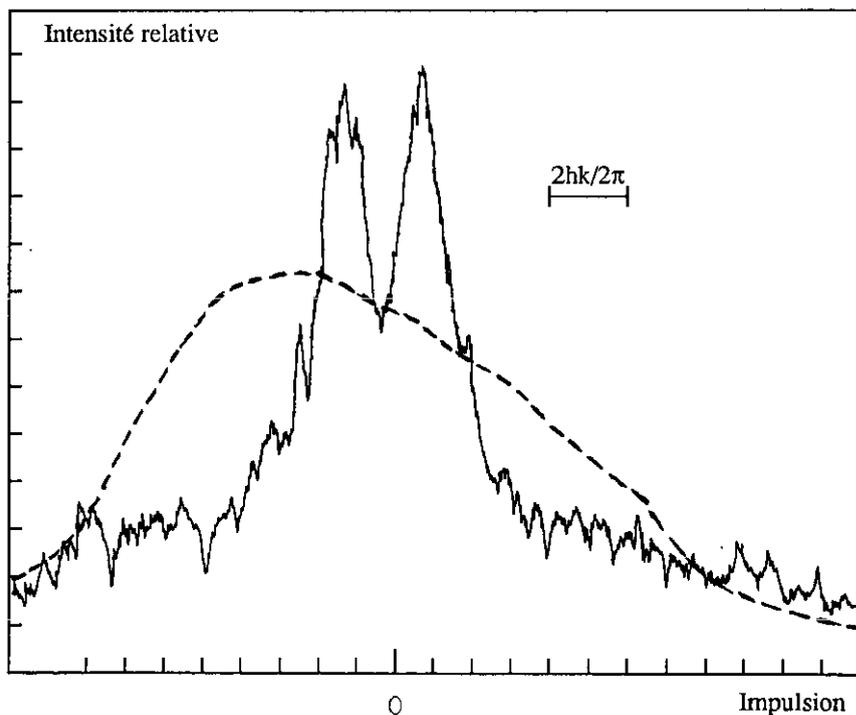


FIG. 7. — Distribution des impulsions atomiques dans la direction du faisceau laser pour des atomes d'hélium 4 refroidis par la méthode du piégeage cohérent sélectif en vitesses. La largeur de chaque pic est inférieure à l'impulsion  $hk/2\pi$  d'un seul photon, indiquant un refroidissement au-dessous de la limite du recul. La courbe en trait interrompu montre la distribution d'impulsions des atomes non refroidis.

plus ancienne. Ce fut pour nous particulièrement attrayant de voir des effets aussi bien connus reprendre une nouvelle vitalité en se combinant de manière inattendue pour refroidir des atomes aux plus basses températures jamais observées.

Les auteurs remercient la Direction des Recherches, Etudes et Techniques, la Communauté Economique Européenne, et le US Office of Naval Research pour leur soutien apporté à ces activités.

## RÉFÉRENCES

- [ 1 ] HÄNSCH (T.), SCHAWLOW (A.). — *Opt. Comm.* 13, 68 (1975).
- [ 2 ] WINELAND (D.), DEHMELT (H.). — *Bull. Am. Phys. Soc.* 20, 637 (1975).
- [ 3 ] WINELAND (D.), ITANO (D.). — *Phys. Rev. A* 20, 1521 (1979).
- STENHOLM (S.). — *Rev. Mod. Phys.* 58, 699 (1986).
- GORDON (J. P.), ASHKIN (A.). — *Phys. Rev. A* 21, 1606 (1980).
- [ 4 ] DALIBARD (J.), COHEN-TANNOUJJI (C.). — *J. Opt. Soc. Am. B* 2, 1707 (1985).
- KAZANTSEV (A. P.), SMIRNOV (V. S.), SURDUTOVICH (G. I.), CHUDESNIKOV (D. O.), YAKOVLEV (V. P.). — *J. Opt. Soc. Am. B* 2, 1731 (1985).
- [ 5 ] ASPECT (A.), DALIBARD (J.), HEIDMANN (A.), SALOMON (C.), COHEN-TANNOUJJI (C.). — *Phys. Rev. Lett.* 57, 1688 (1986).
- [ 6 ] CHU (S.), HOLLBERG (L. W.), BJORKHOLM (J. E.), CABLE (A.), ASHKIN (A.). — *Phys. Rev. Lett.* 55, 48 (1985).
- [ 7 ] GOULD (P.), LETT (P.), PHILLIPS (W.). — In *Laser Spectroscopy VIII*, W. Persson, S. Svanberg, eds, Springer Verlag, Berlin, p. 64 (1987).
- [ 8 ] CHU (S.), PRENTISS (M.), CABLE (A.), BJORKHOLM (J.). — In *Laser Spectroscopy VIII*, W. Persson, S. Svanberg, eds, Springer Verlag, Berlin, p. 58 (1987).
- [ 9 ] LETT (P.), WATTS (R.), WESTBROOK (C.), PHILLIPS (W. D.), GOULD (P.), METCALF (H.). — *Phys. Rev. Lett.* 61, 169 (1988).
- [ 10 ] SHEVY (Y.), WEISS (D.), CHU (S.). — In *Spin Polarized Quantum Systems*, S. Stringari, ed., World Scientific, Singapore, p. 287 (1989).
- [ 11 ] DALIBARD (J.), SALOMON (C.), ASPECT (A.), ARIMONDO (E.), KAISER (R.), VANSTEENKISTE (N.), COHEN-TANNOUJJI (C.). — In *Atomic Physics 11*, S. Haroche, J. C. Gay, G. Grynberg, eds, World Scientific, Singapore, p. 199 (1989).
- [ 12 ] PHILLIPS (W. D.), WESTBROOK (C. I.), LETT (P. D.), WATTS (R. N.), GOULD (P. L.), METCALF (H. J.). — In *Atomic Physics 11*, S. Haroche, J. C. Gay, G. Grynberg, eds, World Scientific, Singapore, p. 633 (1989).
- [ 13 ] CHU (S.), WEISS (D. S.), SHEVY (Y.), UNGAR (P.). — Dans *Atomic Physics 11*, S. Haroche, J. C. Gay, G. Grynberg, eds, World Scientific, Singapore, p. 636 (1989).
- [ 14 ] DALIBARD (J.), COHEN-TANNOUJJI (C.). — *J. Opt. Soc. Am. B* 6, 2023 (1989).
- [ 15 ] UNGAR (P. J.), WEISS (D. S.), RIIS (E.), CHU (S.). — *J. Opt. Soc. Am. B* 6, 2058 (1989).
- [ 16 ] COHEN-TANNOUJJI (C.). — *Ann. Phys. (Paris)* 7, 423, 469 (1962).
- [ 17 ] WEISS (D. S.), RIIS (E.), SHEVY (Y.), UNGAR (P. J.), CHU (S.). — *J. Opt. Soc. Am. B* 6, 2072 (1989).
- KASEVICH (M.), WEISS (D.), CHU (S.). — *Optics Lett.* 15, 607 (1990).
- [ 18 ] SHEEVY (B.), SHANG (S. Q.), VAN DEN STRATEN (P.), HATAMIAN (S.), METCALF (H. J.). — *Phys. Rev. Lett.* 64, 85 (1990).
- [ 19 ] LETT (P. D.), PHILLIPS (W. D.), ROLSTON (S. L.), TANNER (C. E.), WATTS (R. N.), WESTBROOK (C. I.). — *J. Opt. Soc. Am. B* 6, 2084 (1989).
- [ 20 ] SALOMON (C.), DALIBARD (J.), PHILLIPS (W.), CLAIRO (A.), GUELLATI (S.). — *Europhys. Lett.* 12, 683 (1990).
- [ 21 ] MONROE (C.), SWANN (W.), ROBINSON (H.), WIEMAN (C.). — *Phys. Rev. Lett.* 65, 1571 (1990).
- [ 22 ] ASPECT (A.), ARIMONDO (E.), KAISER (R.), VANSTEENKISTE (N.), COHEN-TANNOUJJI (C.). — *Phys. Rev. Lett.* 61, 826 (1988).
- [ 23 ] ALZETTA (G.), GOZZINI (A.), MOI (L.), ORRIOLS (G.). — *Nuovo Cimento B* 36, 5 (1976).
- [ 24 ] ASPECT (A.), ARIMONDO (E.), KAISER (R.), VANSTEENKISTE (N.), COHEN-TANNOUJJI (C.). — *J. Opt. Soc. Am. B* 6, 2112 (1989).
- [ 25 ] MAURI (F.), PAPOFF (F.), ARIMONDO (E.). — *Proceedings of the LIKE workshop*, Isola d'Elba, Italy, may 1990, L. Moi *et al.*, eds, ETS, Editrice, Pisa (1991).
- [ 26 ] OL'SHANII (M. A.), MINOGIN (V. G.). — *Proceedings of the LIKE workshop*, Isola d'Elba, Italy, may 1990, L. Moi *et al.*, eds, ETS, Editrice, Pisa (1991).
- [ 27 ] COHEN-TANNOUJJI (C.). — *C.R. Acad. Sci.* 252, 394 (1961).
- ARDITI (M.), CARVER (T. R.). — *Phys. Rev.* 124, 800 (1961).

(Manuscrit reçu le 30 novembre 1991.)

