

RALENTISSEMENT ET REFROIDISSEMENT D'ATOMES NEUTRES PAR LASER

J. DALIBARD, E. ARIMONDO ⁽¹⁾, A. ASPECT, Y. CASTIN, C. COHEN-TANNOUJJI, R. KAISER, K. MØLMER ⁽²⁾, C. SALOMON et N. VANSTEENKISTE

Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'ENS ⁽³⁾ et Collège de France, 24 rue Lhomond, F-75231 Paris Cedex 05, France

Le refroidissement laser utilise les échanges d'énergie et d'impulsion entre les atomes et une lumière quasi-résonnante afin de réduire au maximum la dispersion des vitesses atomiques. Les "températures" que l'on sait ainsi réaliser sont extrêmement basses de l'ordre de quelques dizaines de microkelvins ; elles sont l'objet d'un intérêt croissant dans divers domaines de la physique, aussi bien fondamentale (collisions à très basse vitesse, interférométrie atomique, effets quantiques collectifs) qu'appliquée (métrologie, sondage de surface par des jets atomiques focalisés, ...). Cet exposé a pour but de faire le point sur les résultats obtenus dans ce domaine du refroidissement radiatif, en soulignant les problèmes qui restent ouverts.

1 - Le ralentissement de jets atomiques par pression de radiation [1]

En éclairant un jet atomique par un faisceau laser se propageant à contre-courant (fig. 1.a), il est possible de ralentir ce jet et même de l'arrêter complètement. Les premiers atomes immobilisés par laser ont été obtenus en 1985 [2,3] : il s'agissait à l'époque d'atomes de sodium. La distance et le temps nécessaires pour obtenir une vitesse nulle à partir d'une vitesse initiale v_i sont obtenues à partir de la formule classique pour un mouvement uniformément ralenti :

$$d = \frac{v_i^2}{2a} \quad t = \frac{v_i}{a} \quad (1)$$

où l'accélération a résultant de l'action du laser sur l'atome de masse m est donnée par [1] :

$$a \approx \frac{\hbar k}{m} \cdot \frac{\Gamma}{2} \quad (2)$$

⁽¹⁾ Adresse permanente : Dipartimento di Fisica, Università di Pisa, I-56100 Pisa, Italy

⁽²⁾ Adresse permanente : Institute of Physics, University of Aarhus, DK-8000 Aarhus C., Danemark

⁽³⁾ Laboratoire associé au CNRS et Collège UA-18 et à l'Université Pierre et Marie Curie

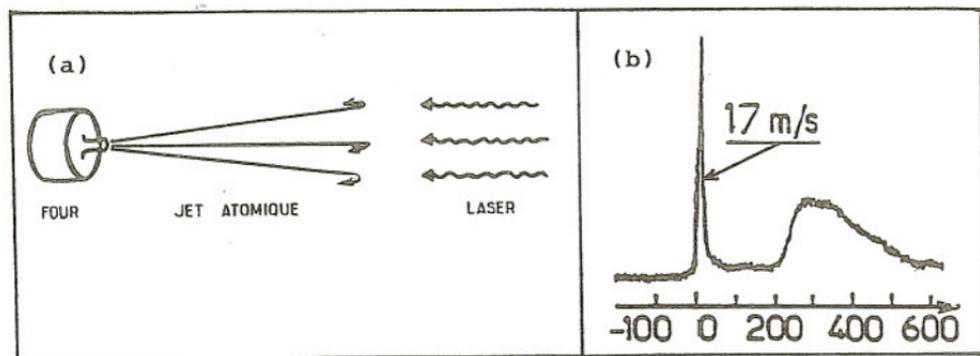


Fig. 1 : a) ralentissement d'un jet atomique par pression de radiation

b) distribution des vitesses atomiques d'un jet atomique de Césium après ralentissement par diodes laser

k représente le vecteur d'onde laser et Γ la largeur naturelle du niveau atomique excité par l'onde laser. Notons que l'inégalité (2) devient une égalité dès que le flux laser sature la transition atomique. Néanmoins, pour maintenir une accélération constante, il faut impérativement que la condition de résonance atome-laser :

$$\omega_L = \omega_A - kv$$

soit maintenue pour chaque atome au cours de la décélération. Deux méthodes ont été utilisées à ce jour : une variation spatiale de la fréquence atomique ω_A [2], ou une variation temporelle de la fréquence laser ω_L [3]. C'est par cette dernière méthode que nous avons obtenu, sur un jet de Césium et avec des diodes laser, la distribution en vitesse représentée sur la figure 1.b [4].

On sait maintenant ralentir et arrêter un relativement grand nombre d'espèces atomiques : sodium, rubidium, césium, magnésium, calcium, néon métastable. D'autres projets en cours concernent notamment l'hydrogène atomique, l'hélium métastable, ou des gaz rares (argon, krypton, xénon) également portés dans un niveau métastable.

2. La mélasse optique

Une fois les atomes d'un jet atomique arrêtés (en moyenne), on dispose d'un moyen extrêmement efficace pour abaisser encore la dispersion résiduelle de leur vitesse longitudinale, ainsi que celle de leur mouvement transverse qui, elle, n'a pas été diminuée pendant la phase de ralentissement. Il s'agit de la mélasse optique, schématisée sur la figure 2, et constituée de 3 ondes laser stationnaires, orthogonales deux à deux.

Un atome immobile ne ressent, par raison de symétrie, une force moyenne nulle que lorsqu'il est placé dans cette mélasse optique. En revanche, pour un choix correct de la fréquence et de la puissance du laser, il est possible de réaliser une situation dans laquelle un atome

en mouvement ressent une force moyenne toujours opposée à sa vitesse. Cette force de friction provoque alors un refroidissement de l'atome.

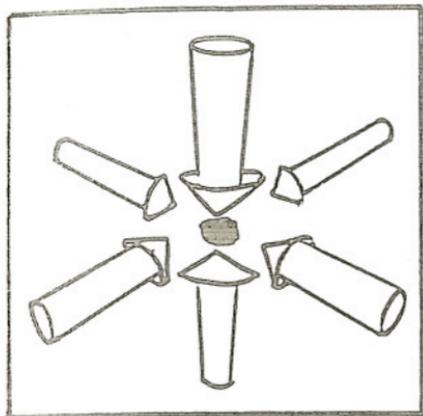


Fig. 2 : mélasse obtenue par superposition de six ondes laser peu intenses et de fréquence légèrement inférieure à la fréquence atomique.

L'idée de base d'un tel refroidissement a été proposé en 1975 par Hänsch et Schawlow [5]. Il s'agit du refroidissement Doppler, dont le principe est le suivant : on choisit une fréquence laser ω_L décalée "sur le rouge", c'est-à-dire inférieure à la fréquence atomique ω_A et l'on suppose de plus que la puissance de chaque mode est suffisamment faible pour que l'on puisse ajouter indépendamment les forces de pression de radiation créées par les 6 ondes laser progressives. Dans ces conditions, on constate immédiatement qu'un atome en mouvement "voit" les ondes venant à sa rencontre plus proches de résonance que les ondes allant dans le même sens que lui. La résultante des 6 forces de pression de radiation est alors opposée à la vitesse atomique, ce qui crée la friction recherchée.

La température minimale du refroidissement Doppler est de [6] :

$$k_B T = \frac{\hbar \Gamma}{2} \quad \text{limite atteinte pour } \omega_L = \omega_A - \Gamma/2 \quad (3)$$

Cette température résulte d'un équilibre entre la friction décrite ci-dessus et la diffusion de l'impulsion atomique liée au caractère aléatoire des phénomènes d'émission spontanée.

Les températures mesurées sur la première mélasse optique réalisée expérimentalement étaient compatibles avec la limite (3) [7]. Toutefois, des mesures plus précises réalisées en 1988 dans le groupe de Washington ont montré que les températures pouvaient en fait être beaucoup plus basses que la limite (3) (cf. fig. 3) [8]. Cette violation de la limite (3) a ensuite été confirmée par notre groupe [9] et par le groupe de Stanford [10].

Cette possibilité d'obtenir des énergies résiduelles plus basses que $\hbar \Gamma/2$ indique qu'un refroidissement plus efficace prend place dans la mélasse parallèlement au refroidissement

Doppler. Les mécanismes pouvant être à la base d'un tel refroidissement ont été identifiés indépendamment par notre groupe [9] et le groupe de Stanford [10]. Ils partent du fait qu'un atome comme le sodium ou le césium a un état fondamental composé de plusieurs sous-niveaux Zeeman. Cette structure de l'état fondamental fait apparaître de nouvelles constantes de temps dans l'évolution atomique interne : ce sont les temps de pompage optique qui à basse puissance peuvent être beaucoup plus longs que la durée de vie radiative du niveau excité Γ^{-1} . De nouvelles fréquences propres d'évolution apparaissent également, liées aux déplacements lumineux des différents sous-niveaux fondamentaux.

A ces longs temps de pompage sont associés des effets d'hystérésis importants dans la manière avec laquelle l'état atomique interne suit le mouvement du centre de masse de l'atome. Or ces effets d'hystérésis sont précisément à l'origine de la force de friction que l'on cherche à créer. On comprend ainsi d'une manière très générale que la force de friction agissant sur un atome avec un niveau fondamental dégénéré pourra dépasser largement la force agissant sur un atome à 2 niveaux dont la seule constante de temps est Γ^{-1} .

Parallèlement à ces considérations générales, nous avons pu identifier, à une dimension, deux mécanismes précis de refroidissement faisant intervenir ces longs temps de pompage optique [11]. Sans rentrer dans le détail de ces mécanismes, indiquons qu'ils conduisent à des températures telles que $k_B T$ soit de l'ordre des déplacements lumineux. La température prévue est alors d'autant plus basse que la puissance lumineuse est basse ou que le désaccord entre fréquence laser et fréquence atomique est grand. Ce résultat est en bon accord (au moins qualitatif) avec les mesures expérimentales [12,13] et des simulations numériques [14].

Signalons toutefois une limitation importante de cette approche théorique. Elle n'est valable que si l'énergie $k_B T$ trouvée reste grande devant l'énergie de recul $\hbar^2 k^2 / 2M$, c'est-à-dire si la puissance laser reste supérieure à une valeur limite. C'est en effet à cette condition que le traitement semi-classique du refroidissement laser utilisant les concepts de force et de diffusion reste valable. Au dessous de cette limite un traitement quantique du mouvement atomique est nécessaire. Nous avons d'ores et déjà effectué un tel traitement pour le cas particulier d'un atome en mouvement dans une onde "stationnaire" formée par deux ondes progressives polarisées respectivement σ_+ et σ_- [15]. On obtient alors pour les très basses puissances laser (domaine non couvert par l'approche semi-classique) des distributions de vitesse non gaussiennes avec une vitesse quadratique moyenne correspondante toujours supérieure à l'énergie de recul (cf. fig. 3).

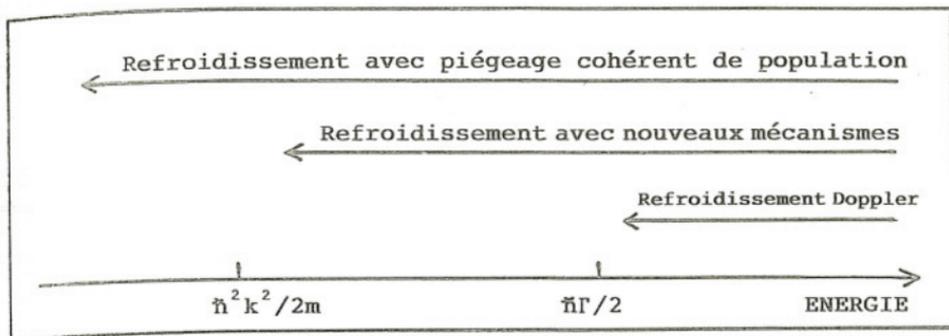


Fig. 3 : les énergies accessibles par refroidissement laser

Pour terminer, on peut alors s'interroger sur la possibilité d'obtenir des vitesses quadratiques moyennes inférieures à l'énergie de recul. Une telle possibilité existe et a été démontrée expérimentalement au moins à une dimension [16]. D'un point de vue semi-classique, elle ne fait pas intervenir de force de friction, mais utilise la notion de piégeage cohérent de populations : l'atome en mouvement interagit avec l'onde laser, subit donc du fait des processus d'émission spontanée des changements aléatoires de son impulsion, jusqu'à ce que l'atome atteigne la classe de vitesse nulle. A ce moment, il y a piégeage cohérent de la population atomique dans l'état interne fondamental, le couplage atome laser devient négligeable, et l'atome conserve cette vitesse (quasi) nulle pendant un temps extrêmement long. La généralisation de ce mécanisme de refroidissement est possible à deux dimensions [17]. En revanche, le problème tridimensionnel reste ouvert.

Références

- [1] W. Phillips, J. Prodan, and H. Metcalf, *J. Opt. Sc. Am.* **B2**, 1751 (1985).
- [2] J.V. Prodan, A. Migdall, W.D. Phillips, I. So., H. Metcalf and J. Dalibard, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 992 (1985).
- [3] W. Ertmer, R. Blatt, J. Hall and M. Zhu, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 996 (1985).
- [4] C. Salomon and J. Dalibard, *C.R. Acad. Sci. Paris*, **306**, 1319 (1988).
- [5] T. Hänsch and A. Schawlow, *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975).
- [6] D. Wineland and W. Itano, *Phys. Rev. A* **20**, 1521 (1979).
- [7] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable and A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985).
- [8] P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. Phillips, P. Gould and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988).
- [9] J. Dalibard, C. Salomon, A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Cohen-Tannoudji, in *Atomic Physics 11*, S. Haroche, J.C. Gay and G. Grynberg, eds. (World Scientific, Singapore, p. 199).

- [10] S. Chu, Y. Shevy, D. Weiss and P. Ungar, in *Atomic Physics 11*, S. Haroche, J.C. Gay and G. Grynberg, eds. (World Scientific, Singapore, p. 636).
- [11] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, à paraître dans *J.O.S.A. B*, 1989, Special issue on laser cooling and trapping.
- [12] P.D. Lett, W.D. Phillips, S.L. Rolston, C.E. Tanner, R.N. Watts and C.I. Westbrook, à paraître dans *J.O.S.A. B*, 1989, Special issue on laser cooling and trapping.
- [13] D.S. Weiss, E. Riis, Y. Shevy, P.J. Ungar and S. Chu to appear in *J.O.S.A. B*, 1989, Special issue on laser cooling and trapping.
- [14] P.J. Ungar, O.S. Weiss, E. Riis and S. Chu, à paraître dans *J.O.S.A. B*, 1989, Special issue on laser cooling and trapping.
- [15] Y. Castin, K. Molmer, J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, à paraître dans *Laser Spectroscopy IX*, M. Feld, A. Mooradian and J. Thomas eds., Springer Verlag 1989.
- [16] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* 61, 826 (1988).
- [17] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste and C. Cohen-Tannoudji, à paraître dans *J.O.S.A. B*, 1989, Special issue on laser cooling and trapping.