

La température limite d'un jet atomique de césium ralenti par diode laser

Christophe SALOMON et Jean DALIBARD

Résumé — La distribution en vitesse d'atomes de césium ralentis par diode laser est mesurée expérimentalement à l'aide d'un laser à colorant de faible largeur spectrale. La densité d'atomes arrêtés est quatre fois supérieure à la densité du jet atomique libre au maximum de la distribution Doppler. La vitesse quadratique moyenne de ces atomes arrêtés est de 3 m/s, et est très inférieure à la largeur de la classe de vitesse résonnante avec la diode laser (25 m/s). Le refroidissement observé est en bon accord avec le modèle théorique simple présenté dans cette Note. La possibilité d'utiliser une diode laser « tri-fréquence » est également démontrée.

Limiting temperature of a cesium atomic beam decelerated by a laser diode

Abstract — The velocity distribution of cesium atoms decelerated by a laser diode is measured using a dye laser with a narrow spectral width. The "stopped atoms" density is four times greater than that of the free atomic beam at maximum of the Doppler distribution. The average quadratic velocity of these stopped atoms is 3 m/s, and is much lower than the width of the velocity class resonant with the laser diode (25 m/s). The cooling observed is in good agreement with the simple theoretical model presented in this Note. The possibility of using a "three-frequency" diode is also demonstrated.

Abridged English Version — Laser slowing and cooling of atomic beams is a very promising technique which has been developed in the last few years ([1]-[3]). Furthermore, the possibility of using laser diodes for this slowing process, first shown in [4], leads to relatively low cost for such experiments. However these lasers have a spectral width (25 MHz) noticeably greater than the 1 MHz width typical of a stabilized dye laser. In this Note, we investigate how this laser width restricts the performance of the laser diode deceleration technique, in which the frequency of the diode is chirped in order to maintain atom-laser resonance. In particular, we find that the quadratic average velocity of the stopped cesium atoms (3 m/s) is very low compared to the width of the velocity class resonant with the laser diode at a given time (25 m/s).

A short theoretical analysis of laser chirping deceleration is first presented [for a more detailed treatment see ([5]-[6])]. It assumes a Lorentzian shape for the absorption line, with a width, β , standing for both atomic natural width and laser diode linewidth. The analysis is done in a with decelerated frame velocity $-\Delta(t)/k$ with respect to laboratory. [$\Delta(t)$ is the time-dependent detuning between laser frequency ω_L and atomic frequency ω_A , and k , the laser wave vector.] In this decelerated frame, atoms become locked around a fixed velocity $-\vartheta_e$.

Two factors are found to limit restrict the final velocity width of stopped atoms. The first [eq. (8)] is due to fluctuations of the radiation pressure force. It is minimal when the chirping rate $\alpha = d(\Delta(t))/dt$ is half its maximal allowed value α_m [eq. (5)]. The limit that we find then is equal to the usual optical molasses results [8] if we replace the natural width $1/\tau$ by β . Under our experimental conditions, this would lead to $\delta\vartheta \simeq 28$ cm/s. The second limiting factor, and the relevant one in our experiment, is related to the dissimilar Rabi frequencies ω_1 of the decelerating Gaussian laser beam inside the detection volume. Atoms in different transverse positions experience different Rabi frequencies and become locked around different velocities $-\vartheta_e$. The corresponding width $\delta\vartheta_e$ is minimal when α satisfies equation (9). The residual Doppler effect $k\delta\vartheta_e$ is then given by equation (10), where $\delta\omega_1/\omega_1$ is the relative dispersion of Rabi frequencies in the detection volume.

Note présentée par Claude COHEN-TANNOUDJI.

Experimental results for the velocity distribution of our decelerated Cs atomic beam are shown in Figures 2 and 3. Two diodes mixed on a polarizing cube were used to compensate for optical pumping in the ground state. They were both scanned over the Doppler profile (510 MHz) in 13 ms. The atomic density plotted in Figures 2 and 3 is measured using the fluorescence induced by a dye laser with a narrow spectral width (1 MHz) and a small diameter (2 mm) compared to that of the slowing diodes (6 mm) (Fig. 1). The frequency width of the slow atom peak corresponds to the convolution of the atomic Lorentzian (5.3 MHz) with a Gaussian velocity distribution $\exp(-(\vartheta - \vartheta_f)^2/2\delta\vartheta^2)$. By deconvolution we obtained $\delta\vartheta = 3$ m/s, *i.e.* a temperature of about 150 mK, in correct agreement with equation (10).

Finally, Figure 4 shows the result of deceleration of a cesium atomic beam with a triple-frequency laser diode. The sweeping rate can then be 3 times larger, which leads to an increase in the flux of slow atoms. We observed such an increase (50%) in an auxiliary experiment where the slow atoms were deflected and their flux measured with a hot wire detector.

Le ralentissement laser de jets atomiques est une technique très prometteuse mise au point il y a quelques années ([1]-[3]). Elle consiste à éclairer un jet atomique à contre courant par un faisceau lumineux résonnant. La répétition des cycles de fluorescence « absorption d'un photon laser-émission d'un photon spontané » exerce sur l'atome une force de pression de radiation résonnante qui, pour l'atome de césium étudié dans cette Note, correspond à une décélération de $6 \cdot 10^4$ m/s². On peut ainsi produire, à partir d'un jet thermique ordinaire et sur une distance de l'ordre du mètre, des atomes de vitesse parfaitement contrôlée, éventuellement nulle. Un tel dispositif pourrait être très utile dans des domaines aussi variés que la physique des collisions atomiques, l'étude des interactions atome-surface, ou la métrologie.

La possibilité d'utiliser des diodes laser, qui a été démontrée récemment [4], permet de plus de réaliser cette expérience pour un coût relativement faible. Toutefois, ces diodes ont une largeur spectrale nettement plus importante que les lasers à colorants utilisés précédemment ([1]-[3]), et les performances ultimes que l'on peut attendre d'un ralentissement par diode étaient jusqu'ici restées assez vagues. Le but de cette Note est de présenter les résultats que nous avons obtenus sur ce sujet. Notre résultat essentiel est encourageant pour le futur : la vitesse quadratique moyenne des atomes ralentis (3 m/s) est beaucoup

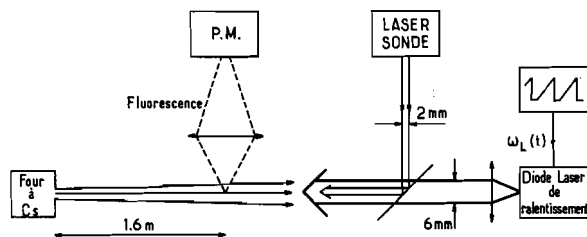


Fig. 1. — Schéma de principe du ralentissement d'un jet atomique par laser. La fréquence du laser est balayée linéairement en fonction du temps de façon à compenser l'effet Doppler lorsque les atomes ralentissent. La distribution de vitesse des atomes ralentis est analysée grâce à la fluorescence induite par un laser sonde de faible intensité colinéaire au laser de ralentissement.

Fig. 1. — Principle of atomic beam laser deceleration. The time dependent laser frequency is linearly chirped in order to compensate for the Doppler effect of the slowing atoms. The velocity distribution of slowed atoms is probed using the fluorescence induced by a weak laser beam superimposed to the slowing laser.

plus faible que la largeur de la classe de vitesse résonnante à un instant donné avec la diode laser (25 m/s). Cet affinement est dû à un refroidissement des atomes lors du processus de décélération.

ÉTUDE THÉORIQUE. — Nous proposons ici un traitement semi-classique simple du ralentissement laser. Une étude plus détaillée (approche Monte-Carlo ou équation de Fokker-Planck) peut être trouvée dans les références [5] et [6]. Nous nous limitons ici à des atomes « à deux niveaux », un niveau fondamental stable et un niveau excité de durée de vie τ . Nous supposons que la raie d'absorption a une forme lorentzienne, de largeur β qui rend compte à la fois de la largeur spectrale des diodes laser et de la largeur naturelle atomique $1/\tau$. La force de pression de radiation résonnante s'écrit :

$$(1) \quad F = -F_{\infty} \frac{\omega_1^2/2}{\omega_1^2/2 + \beta^2/4 + (\Delta + k \vartheta)^2}$$

où nous avons introduit la pulsation de Rabi ω_1 caractérisant le couplage entre le dipôle atomique d et le champ électrique de l'onde laser \mathcal{E} ($\omega_1 = d \mathcal{E} / \hbar$), ainsi que le désaccord $\Delta + k \vartheta$ entre la fréquence laser décalée par effet Doppler $\omega_L + k \vartheta$ et la fréquence atomique ω_A . La force de pression de radiation à saturation infinie F_{∞} est donnée par

$$(2) \quad F_{\infty} = \hbar k / 2 \tau.$$

Cette expression a une interprétation très simple : quand la transition atomique est saturée par l'onde laser, l'atome effectue des cycles de fluorescence avec un taux $1/2 \tau$. Chacun de ces cycles lui transfère l'impulsion $\hbar k$, d'où l'expression (2).

Pour que le ralentissement soit efficace, il faut assurer la condition de résonance atome-laser $\Delta + k \vartheta \lesssim \beta$. Au cours du ralentissement, cette condition est maintenue en balayant linéairement la fréquence laser ([2], [4])

$$(3) \quad \Delta(t) = -\Delta_0 + \alpha t.$$

Le choix du désaccord final $\Delta(t_f)$ permet d'ajuster la vitesse finale ϑ_f des atomes.

Pour étudier en détail le ralentissement, il est commode de passer dans le référentiel décéléré de vitesse $-\Delta(t)/k$ par rapport au laboratoire. Nous sommes alors ramenés à un problème stationnaire, pour lequel un atome de vitesse ϑ' dans ce nouveau repère est soumis à la force :

$$(4) \quad F' = -F_{\infty} \frac{\omega_1^2/2}{\omega_1^2/2 + \beta^2/4 + k^2 \vartheta'^2} + \frac{m \alpha}{k}.$$

Pourvu que α soit inférieur à la valeur α_m :

$$(5) \quad \alpha_m = \frac{\hbar k^2}{2 m \tau} \frac{\omega_1^2}{\omega_1^2 + \beta^2/2}$$

l'équation $F' = 0$ admet deux solutions $\pm \vartheta_e$, dont l'une est stable ($-\vartheta_e$) et l'autre instable ($+\vartheta_e$). Les atomes vont alors se grouper autour de la solution stable; au voisinage de ce point, la force F' est une force de friction linéaire en vitesse :

$$(6) \quad F'(\vartheta') \simeq -\gamma m \vartheta', \quad \gamma = -(dF'/d\vartheta')_{\vartheta' = \vartheta_e}$$

ce qui a pour effet de refroidir les atomes au cours du ralentissement.

La largeur en vitesse des atomes ralentis est déterminée par deux mécanismes : la diffusion de la vitesse atomique due aux fluctuations des forces radiatives, et l'inhomogénéité de la fréquence de Rabi ω_1 dans la zone sondée provenant du profil gaussien d'intensité du laser de ralentissement. La diffusion de la vitesse atomique est due au

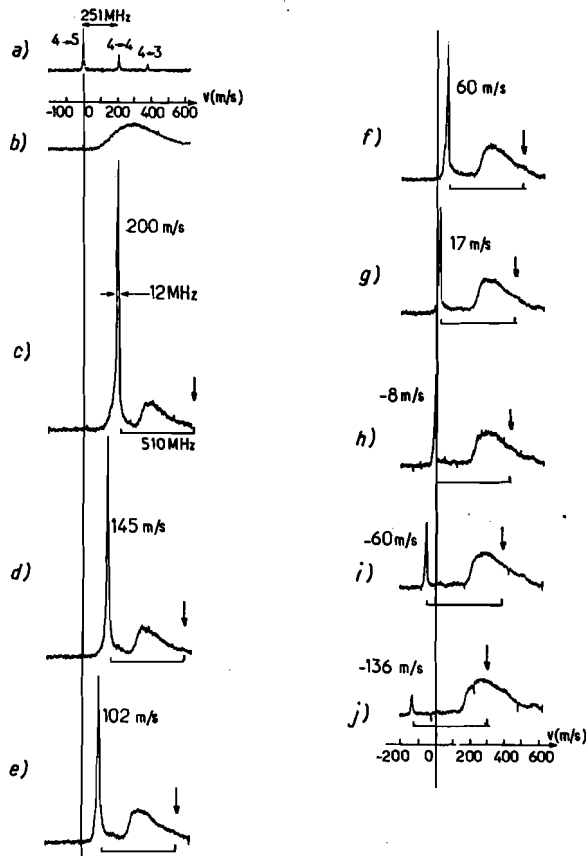


Fig. 2. — Ralentissement d'un jet atomique de césium par diodes lasers : Signal de fluorescence atomique induite par le faisceau sonde à 1,6 m de la source en fonction de la vitesse des atomes. (a) Repères de fréquence et échelle en vitesse. (b) Distribution thermique des vitesses (laser de ralentissement bloqué). (c) → (j) Avec lasers balayés en fréquence : 510 MHz en 13 ms. La flèche indique le départ de chaque rampe de fréquence.

Fig. 2. — Cesium atomic beam deceleration using diode lasers; atomic fluorescence signal at 1,6 m from the oven versus atomic velocity. (a) Frequency markers and velocity scale. (b) Thermal velocity distribution (slowing laser off). (c) → (j) Slowing laser on: 510 MHz/13 ms. The arrow marks the beginning of each frequency sweep.

caractère aléatoire des processus d'émission spontanée. Elle est caractérisée par un coefficient de diffusion en vitesse D_v , égal au carré du pas de la marche au hasard de la vitesse atomique, multiplié par le taux du processus aléatoire [7] :

$$(7) \quad D_v \simeq \left(\frac{\hbar k}{m} \right)^2 \frac{1}{2\tau} \frac{\omega_1^2/2}{\omega_1^2/2 + \beta^2/4 + k^2 \vartheta_e}$$

L'énergie cinétique stationnaire est alors donnée par

$$(8) \quad \frac{1}{2} m \delta \vartheta^2 = \frac{m D_v}{2\gamma} = \frac{\hbar}{4} \sqrt{\beta^2 + 2\omega_1^2} \sqrt{\frac{\alpha_m}{4\alpha(\alpha_m - \alpha)}}$$

Cette largeur est minimale pour $\alpha = \alpha_m/2$. Pour nos conditions expérimentales ($\omega_1 \simeq \beta \simeq 2\pi \cdot 30$ MHz), nous trouvons $\delta \vartheta = 0.28$ m/s. Cette limite est identique à celle que l'on obtiendrait dans une « mélasse optique » utilisant la même diode laser [8].

En fait, dans notre expérience, le second mécanisme — inhomogénéité de la fréquence de Rabi — est prédominant : la mesure du profil de vitesse est effectuée sur un volume dont l'extension transverse n'est pas négligeable devant la taille du faisceau laser de ralentissement. Les atomes détectés ont donc vu au cours de leur ralentissement des fréquences de Rabi différentes et sont « verrouillés » sur des vitesses ϑ_e différentes. Un calcul assez long, mais sans difficulté, permet de montrer que l'élargissement $\delta \vartheta_e$ correspondant est minimal quand

$$(9) \quad \alpha = \alpha_m \left(1 - \frac{\beta^2}{2(\omega_1^2 + \beta^2)} \right) = \frac{\hbar k^2}{2m\tau} \frac{\omega_1^2}{\omega_1^2 + \beta^2}$$

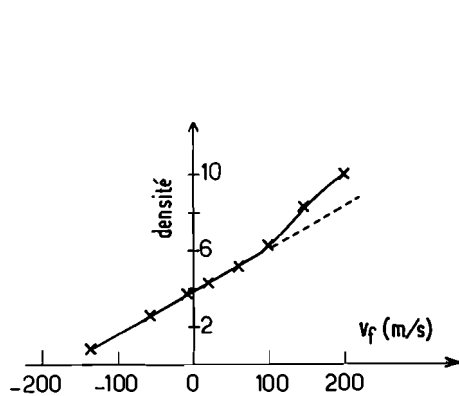


Fig. 3

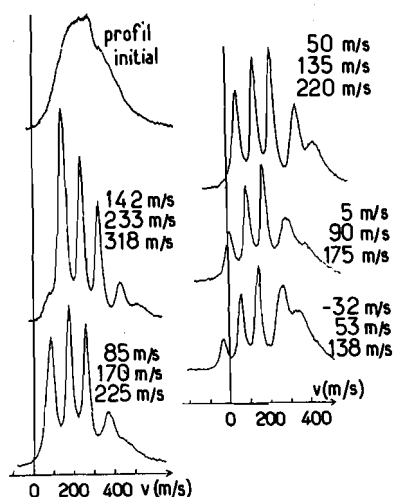


Fig. 4

Fig. 3. — Densité du pic d'atomes ralentis rapportée au maximum de la distribution thermique des vitesses, en fonction de la vitesse finale des atomes.

Fig. 3. — Density of decelerated atoms versus final atomic velocity. Unity corresponds to the maximum of the thermal velocity distribution.

Fig. 4. — Ralentissement d'un jet atomique de Césium à l'aide d'un « peigne » de fréquences. La diode laser de ralentissement est modulée en fréquence à 100 MHz et l'indice de modulation choisi produit 3 bandes d'égale intensité : $J_0 = J_{\pm 1}$. Les fonctions de Bessel $J_{\pm 2}$ ont une amplitude négligeable. Ce peigne de fréquence est balayé sur 110 MHz en 5.4 ms. A la différence de la figure 2, le laser sonde est une diode laser et la largeur des pics observés (30 m/s) est essentiellement due à la largeur spectrale de cette diode.

Fig. 4. — Cs atomic beam deceleration using a frequency "comb". The slowing laser is frequency modulated at 100 MHz and the chosen modulation index produces 3 equal intensity lines ($J_0 = J_{\pm 1}$). Bessel functions $J_{\pm 2}$ have negligible amplitude. This frequency comb is swept over 110 MHz in 5.4 ms. In contrast with Figure 2, the probe laser is a diode laser and the observed velocity width (30 m/s) is mainly due to the laser spectral width.

et vaut alors simplement

$$(10) \quad k \cdot \delta \vartheta_e = \beta \frac{\delta \omega_1}{\omega_1}$$

où $\delta \omega_1 / \omega_1$ est la dispersion relative des fréquences de Rabi dans la zone de mesure.

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — Un jet d'atomes de césium est éclairé à contre courant par une diode laser monomode Hitachi de puissance 10 mW, de diamètre 6 mm, accordée sur la transition $F=4 \rightarrow F'=5$ de la raie de résonance D_2 à 852 nm ($\tau=30$ ns). Le faisceau laser est polarisé σ^+ le long de sa direction de propagation suivant laquelle nous imposons un faible champ magnétique. Dans ces conditions nous trouvons $\omega_1 \approx \beta \approx 2\pi \times 30$ MHz. Pour contrecarrer l'effet du pompage optique hyperfin vers le niveau fondamental $F=3$, une diode laser similaire est mélangée au laser de ralentissement à l'aide d'un cube polariseur. Elle est accordée sur la transition $F=3 \rightarrow F'=4$. Ces deux diodes sont balayées linéairement en fréquence [formule (3)] de façon à accompagner les atomes dans leur décélération. L'amplitude de balayage (510 MHz) est choisie supérieure à la largeur Doppler (~ 400 MHz). Sa pente est soigneusement optimisée de manière à minimiser la largeur en vitesse du pic d'atomes ralentis. La valeur trouvée ($\alpha/2\pi=39$ MHz/ms) est en bon accord avec l'équation (9).

Les atomes ralentis sont observés à 1,6 m du four et leur distribution de vitesse est sondée grâce à la fluorescence induite sur les atomes par un laser à colorant auxiliaire de

faible largeur spectrale (1 MHz), de diamètre 2 mm, colinéaire au laser de ralentissement et accordé également sur la transition $F=4 \rightarrow F'=5$. A la fin de chaque rampe de ralentissement de durée 13 ms, un modulateur acousto-optique interrompt le faisceau de ralentissement pendant une durée d'environ 180 μ s durant laquelle la fluorescence atomique est observée à l'aide d'un photomultiplicateur. Le signal obtenu est ainsi proportionnel à la densité atomique dans le volume d'observation, à la fin du processus de ralentissement. La figure 2 indique que la distribution de vitesse obtenue est fortement non thermique : la densité d'atomes ralentis est jusqu'à 10 fois supérieure à la densité du jet libre au maximum de la distribution Doppler. La largeur en fréquence du pic étroit d'atomes ralentis n'est que de 12 MHz. Cette largeur correspond à la convolution de la lorentzienne due à la largeur naturelle (5,3 MHz) par la distribution résiduelle des vitesses supposée gaussienne $\exp(-(\vartheta - \vartheta_f)^2/2 \delta\vartheta^2)$. Par simple déconvolution, on obtient $\delta\vartheta = 3$ m/s soit une température $m\delta\vartheta^2/k_B$ de 150 mK pour ces atomes ralentis par diode laser. Cette largeur en vitesse est en accord raisonnable avec l'équation (10).

Comme le montre la figure 2, la vitesse finale ϑ_f peut être ajustée très aisément autour de $\vartheta_f > 0$ ou $\vartheta_f < 0$ à environ 3 m/s près. La décroissance du pic d'atomes ralentis en fonction de la vitesse finale est remarquablement linéaire (fig. 3) et s'explique convenablement par la divergence accrue du jet atomique lorsque les atomes ralentissent. Notons enfin que ces atomes ralentis peuvent être observés après un délai variable à la fin de chaque rampe de fréquence. Ces atomes lents ou stoppés sont encore visibles après un délai de 28 ms.

En conclusion, nous voudrions mentionner que les diodes lasers permettent aisément d'augmenter la cadence de ralentissement et donc le flux d'atomes ralentis. Si en effet l'on impose des bandes latérales sur la raie d'émission par modulation de fréquence, il n'est plus nécessaire de balayer les 510 MHz en 13 ms mais de balayer simplement l'intervalle entre 2 bandes latérales qui se passent en quelque sorte le relais. La distribution des vitesses obtenue par cette méthode est présentée sur la figure 4 : 3 raies d'égale intensité ($J_{-1} = J_0 = J_{+1}$) séparées de 100 MHz sont balayées en 5,4 ms sur 110 MHz environ. Lors d'une expérience complémentaire, nous avons mesuré à l'aide d'un détecteur à fil chaud le flux d'atomes ralentis et défléchis hors du jet principal. Nous avons observé une augmentation du flux d'atomes ralentis d'environ 50% grâce à l'utilisation de ces bandes latérales.

Nous tenons à exprimer notre gratitude pour leur contribution à ce travail à MM. A. Aspect, C. Cohen-Tannoudji, H. Metcalf et W. Phillips.

Ce travail a été soutenu partiellement par le Collège de France et la Direction des Recherches, Études et Techniques, contrat n° 84-208.

Note reçue le 7 mars 1988, acceptée le 31 mars 1988.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] J. PRODAN, A. MIGDALL, W. PHILLIPS, I. SO, H. METCALF et J. DALIBARD, *Phys. Rev. Lett.*, 54, 1985, p. 992-995.
- [2] W. ERTMER, R. BLATT, J. HALL et M. ZHU, *Phys. Rev. Lett.*, 54, 1985, p. 996-999.
- [3] V. O. BALKIN, V. S. LETOKHOV et A. I. SIDOROV, *Opt. Commun.*, 49, 1984, p. 248-252.
- [4] R. WATTS et C. WIEMAN, *Opt. Lett.*, 11, 1986, p. 291-293.
- [5] R. BLATT, W. ERTMER, P. ZOLLER et J. L. HALL, *Phys. Rev.*, A 34, 1986, 3022, p.
- [6] H. WALLIS et W. ERTMER, *J. Phys. B.* (à paraître).
- [7] J. P. GORDON et A. ASHKIN, *Phys. Rev.*, A21, 1980, p. 1606-1617.
- [8] S. CHU, L. HOLLBERG, J. BJORKHOLM, A. CABLE et A. ASHKIN, *Phys. Rev. Lett.*, 55, 1985, p. 48-51.

*Laboratoire de Spectroscopie hertzienne de l'École normale supérieure,
Unité associée au C.N.R.S. n° 18 et à l'Université Paris-VI, 24, rue Lhomond, 75005 Paris.*