Письма в ЖТФ, том 19, вып. 8 26 апреля 1993 г.

01; 07

НИЖНИЙ ПРЕДЕЛ ЭФФЕКТИВНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ АТОМОВ, ОХЛАЖДАЕМЫХ С ПОМОЩЬЮ КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ

И.Е. Мазец, Б.Г. Матисов

Метод охлаждения атомов, основанный на селективном по скоростям когерентном пленении населенностей (ССКПН), позволяет на практике получать эффективные температуры атомных пучков ниже как допплеровского предела, так и предела отдачи [1] (здесь имеется в виду одномерное охлаждение). В указанном эксперименте использовались атомы ^4He. Метастабильное 2^3S_1 и возбужденное 2^3P_1 состояния ^4He позволяют реализовать когерентное пленение населенностей (КПН) в трехуровневой Λ – схеме: ввиду равенства нулю коэффициента Клебша–Гордана C^{10}_{1010} подуровень возбужденного состояния, характеризуемый проекцией полного углового момента на ось квантования $m_j = 0$, распадается с равной скоростью γ лишь в состояния 2^3S_1 с $m_j = \pm 1$. Полная радиационная ширина 2^3P_1 состояния $2\gamma = 10^7$ с$^{-1}$, а время жизни 2^3S_1 состояния равно 7900 с [2]. Последнее настолько велико, что спонтанной релаксацией атомов из метастабильного состояния можно пренебречь. Охлаждение атомов с помощью ССКПН основано на следующем [1, 3]: на атом действуют два противоположно направленных лазерных луча с круговой поляризацией σ_+ и σ_- соответственно и частотой ω_L, близкой к частоте ω_0 перехода. Тогда взаимодействующие с лазерным излучением состояния $|1,p\rangle = |2^3S_1, m_j=1, p_z=p+\hbar k\rangle$, $|2,p\rangle = 2^3S_1, m_j=-1, p_z=p-\hbar k\rangle$, $|3,p\rangle = |2^3P_1, m_j=0, p_z=p\rangle$ образуют замкнутые семейства, перераспределение атомов между которыми осуществляется только за счет спонтанной релаксации из 2^3P_1 (здесь p_z – проекция импульса атома на направление одного из лазерных лучей, $\hbar k = \frac{\hbar\omega_L}{c}$ – импульс фотона). Для семейств, характеризуемых $p \approx 0$, разность кинетических энергий атома в состояниях $|1,p\rangle$ и $|2,p\rangle$ мала, поэтому между этими состояниями наводится когерентность, и атомы захватываются в непоглощающее состояние. Из-за диффузии в импульсном пространстве за счет спонтанной релаксации из 2^3P_1 состояния все больше атомов попадает в непоглащающее состояние. Теоретический анализ, данный в работах [3, 4], указывает на то, что функция распределения атомов по p_z при больших временах t взаимодействия каждого атома с лазерным излучением будет иметь два пика при $p_z = \pm\hbar k$, причем при $t \to \infty$ ширины пиков будут стремиться к нулю, пропорционально $\frac{1}{\sqrt{t}}$, а эффективность охлаждения (доля атомов, вовлеченных в процесс) – стремиться к постоянной величине.

Однако, как мы показываем в настоящей работе, этот вывод справедлив лишь для не слишком больших t. В действительности имеется небольшая, но конечная скорость Γ_{12} релаксации когерентности между $|1,p\rangle$ и $|2,p\rangle$, обусловливающая распад непоглощающего состояния. На временах $t \gtrsim \frac{1}{\Gamma_{12}}$ она и будет определять эволюцию атомной матрицы плотности. В качестве источников такой релаксации в первую очередь следует указать столкновения атомов между собой и неполную взаимную корреляцию флуктуаций двух противоположно направленных световых волн [5]. Такая дискорреляция неизбежно возникает при двукратном прохождении одного из лучей через четвертьволновую пластинку и отражении от зеркала (см. схему экспериментальной установки в [1]).

Исходной для нашего анализа является система уравнений для атомной матрицы плотности ρ_{ik} в импульсном представлении. Параметр насыщения $\varkappa^2 = \frac{g^2}{2\gamma^2}$, где g – частота Раби, одинаковая для обоих переходов $|1\rangle - |3\rangle$ и $|2\rangle - |3\rangle$, предполагается существенно меньшим единицы. Тогда после адиабатического исключения населенности возбужденного уровня и оптических когерентностей получаем систему уравнений для ρ_{11}, ρ_{22} и ρ_{12}, отличие которой от используемой в [4] состоит в учете скорости распада когерентности ρ_{12}: в нашем случае $\frac{\partial}{\partial t}\rho_{12}$ заменяется на $\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_{12}\right)\rho_{12}$. Для решения этой системы мы применили асимптотический метод, аналогичный развитому в [4]. Для простоты использовалось условие точного резонанса $\omega_L - \omega_0 + \omega_R = 0$, где $\omega_R = \frac{\hbar k^2}{2M}$ – частота отдачи, M – масса атома. В итоге при $t \gg \Gamma_{12}^{-1}$ асимптотическая форма функции распределения атомов по проекции импульса есть $W(p_z) = W_c(p_z - \hbar k) + W_c(p_z + \hbar k) + W_r(p_z)$, где первые два слагаемых описывают охлажденные атомы, а третье – остальные. Здесь

$$W_c(p) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta}{p^2 + \Delta^2} \frac{N}{2} D(t), \tag{1}$$

где $N = \int_{-\infty}^{+\infty} W(p_z)\,dp_z$ – полное число атомов. Полуширина распределения

$$\Delta = \frac{\hbar k}{2\omega_R} \sqrt{\varkappa^2 \gamma \Gamma_{12}}\ , \tag{2}$$

а эффективность процесса охлаждения

$$\mathcal{D}(t) = \frac{\sqrt{\frac{3\pi}{8}}\,\frac{\varkappa^2 \gamma}{\omega_R}}{\sqrt{\Gamma_{12} t}}, \tag{3}$$

$\mathcal{D} \to 0$ при $t \to \infty$. Для применимости формулы (1) необходимо $\mathcal{D}(t) < 1$. Если в (1) вместо Γ_{12} подставить величину времяпролетного уширения $\frac{1}{t}\sqrt{\frac{\pi}{2}}$, то наш результат перейдет в результат работы [4]. При $|p_z| \gg \Delta$, разумеется, $W(p_z)$ спадает быстрее, чем p_z^{-3} (средний разброс энергий охлажденных атомов $\delta\varepsilon = \frac{2}{N\mathcal{D}}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{p^2}{2M}W_c(p)\,dp$ должен быть конечным. Но для оценки эффективной температуры охлажденных атомов можно использовать полуширину распределения Δ:

$$T = \frac{\Delta^2}{2Mk_B} = \frac{\varkappa^2 \gamma\, \Gamma_{12}}{4\omega_R^2}\, T_R, \tag{4}$$

где $T_R = \frac{\hbar\omega_R}{k_B}$ – температура, соответствующая пределу отдачи, k_B – постоянная Больцмана. Так как для возникновения КПН необходимо $\varkappa^2 \gtrsim \frac{\Gamma_{12}}{8\omega_R^2}$ 6, нижний предел эффективной температуры атомов, охлажденных с помощью ССКПН, равен

$$T_{min} = \frac{\Gamma_{12}^2}{8\omega_R^2}\, T_R. \tag{5}$$

Это значение на много порядков ниже полученной в эксперименте [1] температуры. Однако реально в эксперименте малые значения $\varkappa^2$ не используются. Например, согласно (4), для $2^3S_1 - 2^3P_1$ перехода ^4He (длина волны 1.08 мкм) при $\Gamma_{12} = 10$ с$^{-1}$, $\varkappa^2 = 0.1$ имеем Т = $3.6\cdot 10^{-11}$ K.

Таким образом, в настоящей работе показано, что для лазерного охлаждения атомов, основанного на ССКПН, существует предел, определяемый скоростью Γ_{12} поперечной релаксации, и для достижения этого предела в эксперименте необходимо снижение интенсивности лазерного излучения.

Список литературы

[1] Aspect A., Arimondo E., Kaiser R., Vansteenkiste N., Cohen-Tannouji C. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. N 7. P. 826-829.

[2] Радциг А.А., Смирнов Б.М. Параметры атомов и атомных ионов. Справочник. М., 1986. 344 с.

[3] Aspect A., Arimondo E., Kaiser R., Vansteenkiste N., Cohen-Tannouji C. // J. Opt. Soc. Am. B. 1989. V. 6. N 11. P. 2112-2124.

[4] Алексеев В.А., Крылова Д.Д. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 55. В. 6. С. 321-324.

[5] Dalton B.J., McDuff R., Knight P.L. // Opt. Acta. 1985. V. 32. N 1. P. 67-70.

[6] Горный М.Б., Матисов Б.Г., Рождественский Ю.В. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. В. 4. С. 1263-1271.

Санкт-Петербургский
государственный университет

Поступило в Редакцию
26 марта 1993 г.