Письма в ЖЭТФ, том 45, вып. 6, стр. 274 – 276 *25 марта 1987 г.*

О ВРЕМЕНИ УДЕРЖАНИЯ И МОДУЛЯЦИИ ПЛОТНОСТИ АТОМОВ В РЕЗОНАНСНОМ ПОЛЕ СТОЯЧЕЙ ВОЛНЫ

Е.В.Бакланов

Найдено время жизни атомов, захваченных в пучностях поля стоячей волны. В стационарном случае найдена амплитуда пространственной модуляции функции распределения с периодом полдлины волны.

В настоящее время широкое развитие получили экспериментальные и теоретические исследования по управлению движения нейтральных атомов с помощью силы резонансного светового давления [1]. В [2] сообщалось об экспериментальном наблюдении атомов, захваченных в ловушке, созданной сильно сфокусированным лазерным лучом. Другая интересная возможность пленения холодных атомов в пучностях стоячей световой волны (минимумах потенциальной энергии) была предложена в [3]. Однако время жизни атома в такой потенциальной яме не найдено, а поэтому сейчас не ясно, можно ли удерживать атомы в минимумах потенциальной энергии поля стоячей волны. В этой работе мы находим это время, которое для типичных значений параметров является довольно малым ($\sim 10^{-5}$ с), а также функцию распределения атомов в стационарном случае, которая оказывается промодулированной с периодом полдлины волны.

1. **Уравнение Фоккера – Планка.** Мы рассматриваем движение газа атомов в поле стоячей волны

$$E(x, t) = 2E \cos kx \cos \omega t .$$

Атом имеет частоту перехода ω_{21}. Расстройку частоты поля относительно частоты перехода будем считать отрицательной, т.е. $\omega - \omega_{21} = -\Delta$, $\Delta > 0$. Нижний уровень 1 является основным, верхний уровень 2 распадается непосредственно в основное состояние с вероятностью γ. Рассматривается случай слабого насыщения перехода, когда $\kappa = V^2/[\Delta^2 + (\gamma/2)^2] \ll 1$, $V = dE/\hbar$, d – дипольный момент перехода. Предлагается также малость отношения $R/\gamma \ll$ $\ll 1$, где $R = \hbar k^2/2M$ – энергия отдачи атома при поглощении фотона, M – масса атома. Скорость атома v удовлетворяет условию $kv \ll \gamma$, т.е. атомы считаются медленными. Однако $v \gg u$, где $u = \hbar k/M$ – скорость отдачи.

В одномерном случае, когда функция распределения атомов $f=f(x, v, t)$ не зависит от y и z, имеем уравнение Фоккера – Планка [4]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v\frac{\partial f}{\partial x} + \frac{1}{M}\frac{\partial}{\partial v}(F+F_{\text{тр}})f = \frac{\partial^2}{\partial v^2}Df, \qquad (1)$$

где

$$F/M = -a, \qquad a = u\,\Delta\,\kappa\,\sin 2kx,$$

$$F_{\text{тр}}/M = -qv, \qquad q = 4R\gamma\kappa\frac{\Delta}{\Delta^2 + (\gamma/2)^2}\sin^2 kx,$$

$$D = u^2\gamma\kappa\left(\frac{1}{5}\cos^2 kx + \frac{1}{2}\sin^2 kx\right).$$

Здесь F – градиентная сила, которая может быть записана через потенциальную энергию как $F = -\partial u/\partial x$, где $u = -u_0\cos^2 kx$, $u_0 = \hbar\Delta\kappa$, u_0 – величина потенциального барьера; $F_{\text{тр}}$ – сила трения; D – коэффициент диффузии.

2. **Время жизни атома в потенциальной яме.** Минимумы потенциальной энергии U находятся в пучностях поля на расстоянии полдлины волны $\lambda/2$. Найдем решение уравнения (1) вблизи минимума $x=0$. Считая $kx \ll 1$, найдем с нужной нам точностью:

$$a = \Omega^2 x, \qquad q = 0, \qquad D = D_0 + \Omega^2\beta x^2;$$

$$\Omega^2 = 4R\Delta\kappa, \quad D_0 = \frac{1}{5}u^2\gamma\kappa, \quad \beta = \frac{3}{10}\frac{R\gamma}{\Delta}.$$

Уравнение (1) приобретает вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v\frac{\partial f}{\partial x} = \Omega^2\frac{\partial f}{\partial v} + (D_0 + \Omega^2\beta x^2)\frac{\partial^2 f}{\partial v^2}.$$

Мы получим уравнение Фоккера – Планка для осциллятора с коэффициентом диффузии, квадратично зависящим от x. Из этого уравнения для средней кинетической энергии атомов:

$$\epsilon = \int_{-\infty}^{\infty} dv \int_{-\infty}^{\infty} dx\,\frac{Mv^2}{2}f(x, v, t)$$

можно получить

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}(0)\,e^{\beta t} + \frac{2}{3}U_0\,(e^{\beta t} - 1).$$

Мы видим, что за время

$$\tau = {}^1/\beta = \frac{10}{3}\frac{\Delta}{R\gamma} \qquad (2)$$

атом из-за диффузии "выталкивается" из потенциальной ямы.

3. **Стационарное решение.** В стационарном случае мы должны решать уравнение

$$v\frac{\partial f}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial v}(a + qv)f = \frac{\partial^2}{\partial v^2}Df.$$

Напомним, что a, q, D функции x. Решение этого уравнения будем искать по теории возмущений, используя малость параметра κ:

$$f(x, v) = f_0(v) + f_1(x, v),$$

где f_1 значительно меньше f_0 по параметру κ. Отсюда находим, что функция распределения является максвелловской $f_0(v) \sim \exp(-v^2/v_0^2)$, а средняя энергия атомов равна [4]:

$$\mathcal{E} = \frac{Mv_0^2}{2} = \frac{7\hbar}{20} \frac{\Delta^2 + (\gamma/2)^2}{\Delta}. \tag{3}$$

Зная f_0 находим f_1, а затем зависимость плотности атомов от x:

$$n(x) = \int_{-\infty}^{\infty} dv f(x, v) \sim 1 + \delta n \cos 2kx,$$

где амплитуда модуляции плотности δn равна

$$\delta n = \kappa \frac{10}{7} \frac{\Delta^2}{\Delta^2 + (\gamma/2)^2}. \tag{4}$$

4. **Обсуждение**. Рассмотрим теперь физическую картину поведения газа атомов в поле стоячей волны. В стационарном состоянии устанавливается равновесие между силой трения, которая охлаждает атомы, и диффузией атомов (нагреванием), которая в данном случае увеличивает энергию атома. Так как атом из-за диффузии "выталкивается" из потенциальной ямы, то в стационарном состоянии имеются незахваченные атомы, энергия которых выше потенциального барьера U_0. Таким образом имеется два ансамбля атомов: атомы, энергия которых выше потенциального барьера U_0, и атомы, захваченные в потенциальные ямы поля стоячей волны. Доля атомов в потенциальных ямах согласно (3), (4) равна $\delta n \sim U_0/\mathcal{E} \sim \kappa \ll 1$. Между этими ансамблями происходит обмен атомами за время, которое по порядку величины равно $\tau \sim \Delta/R\gamma$. Качественно наше рассмотрение, конечно, справедливо и при $\kappa \sim 1$. При $\Delta \sim \gamma$ имеем $\tau \sim 1/R$. Когда $\Delta/\gamma \gg 1$, время увеличивается, однако, при этом мы должны существенно увеличить интенсивность поля, чтобы сохранить $\kappa \lesssim 1$. В противном случае мы будем иметь ничтожно малое число частиц в потенциальных ямах.

В экспериментах, как правило, используется переход атома натрия $3S - 3P$ ($\lambda = 5890$ Å, $3S$ – основное состояние), $R = 1{,}5 \cdot 10^5$ с$^{-1}$, $R/\gamma = 5 \cdot 10^{-3}$, параметр насыщения равен $\kappa = I/I_s\,[(\gamma/2)^2 / (\Delta^2 + (\gamma/2)^2)]$, где I – интенсивность стоячей волны, $I_s \sim 0{,}1$ Вт/см^2. Время жизни $\tau \sim \Delta/\gamma \cdot 10^{-5}$ с, т.е. при $\Delta \sim \gamma$ имеет порядок 10^{-5} с.

5. **Выводы работы**. Атомы в пучностях резонансного светового поля стоячей волны имеют довольно малое время жизни ($\sim 10^{-5}$ с для типичных значений параметров: $\kappa \sim 1$, $\Delta \sim \gamma$), т.е. реально не являются захваченными. При больших расстройках это время может быть увеличено, однако, при этом сильно возрастает интенсивность поля (для $\tau \sim 0{,}1$ с необходимо $\Delta/\gamma \sim 10^4$ при $I \sim 10^7$ Вт/см^2). Влияние периодичности потенциала приводит к модуляции плотности атомов с амплитудой модуляции порядка κ.

Литература

1. *Миногин В.Г., Летохов В.С.* Давление лазерного излучения на атомы. М.: Наука, 1986.
2. *Chu S., Bjorkholm I.E., Ashkin A., Cable A.* Phys. Rev. Lett., 1986, 57, 314.
3. *Летохов В.С.* Письма в ЖЭТФ, 1968, 7, 348.
4. *Казанцев А.П., Сурдутович Г.И., Яковлев В.П.* ЖЭТФ, 1981, 80, 541.

Институт теплофизики Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
13 января 1987 г.