

## ДАВЛЕНИЕ СВЕТА НА АТОМЫ ВО ВСТРЕЧНЫХ АМПЛИТУДНО-МОДУЛИРОВАННЫХ ВОЛНАХ

В. С. Войцехович, М. В. Данилейко, А. М. Негрийко,  
В. И. Романенко, Л. П. Яценко

Большое внимание к проблеме давления света на атомы [1] обусловлено возможностью эффективного управления движением атомов, в частности их охлаждением до субгельвиновых температур. Как известно, максимальная сила светового давления на атомы в поле бегущей волны ограничена величиной  $\hbar k \gamma$ , где  $2\gamma$  — обратное радиационное время жизни,  $k$  — волновой вектор световой волны. Это связано с тем, что передача импульса  $\hbar k$  фотона атому происходит лишь в том случае, если за поглощением света следует его спонтанное излучение. Несомненный интерес представляет разработка таких схем возбуждения атомов, в которых скорость передачи импульса не связана непосредственно с  $\gamma$ . Ясно, что это возможно лишь тогда, когда в изменение импульса атома вносит вклад вынужденное излучение, т. е. при наличии двух встречных волн. В этом случае атом может изменить импульс на  $\hbar k$  при поглощении фотона из одной волны и еще на  $\hbar k$  при вынужденном излучении в другую. Если, например, каждая из встречных волн представляет собой последовательность  $\pi$ -импульсов, следующих друг за другом с периодом  $T \ll 1/\gamma$ , то в течение этого времени атом перейдет в возбужденное состояние, изменяя импульс на  $\hbar k$ , и возвратится в основное, излучая фотон в другую волну, изменяя в итоге свой импульс на  $2\hbar k$  [2]. Действующая на атом сила

$$F = 2\hbar k/T \quad (1)$$

будет значительно превосходить максимальную силу светового давления  $\hbar k \gamma$  в одной бегущей волне. Аналогичная ситуация возникает при адиабатически быстром прохождении в перестраиваемых по частоте встречных волнах [3], хотя требуемые при этом интенсивности гораздо больше, чем необходимые для получения  $\pi$ -импульсов [4].

Очевидно, что экспериментальная реализация встречных волн в виде  $\pi$ -импульсов сопряжена со значительными сложностями. Покажем, что близкие к (1) результаты могут быть достигнуты уже для простейшего случая амплитудно-модулированных волн — суперпозиции плоских волн с частотами  $\omega \pm \Omega/2$ ,  $\omega - \Omega/2$ .

Будем считать, что амплитуды встречных волн равны, тогда электрическое поле можно представить в виде

$$E = \varepsilon \cos(\omega t + kz) \cos\left(\frac{\Omega t}{2} + \frac{\psi}{2}\right) + \varepsilon \cos(\omega t - kz) \cos\left(\frac{\Omega t}{2} - \frac{\psi}{2}\right). \quad (2)$$

По существу (2) представляет собой суперпозицию двух стоячих волн с частотами  $\omega \pm \Omega/2$ ,  $\omega - \Omega/2$ ;  $\psi$  описывает пространственный сдвиг этих волн, причем  $\psi/k$  — расстояние между узлами. Здесь мы предполагаем  $\Omega \ll \omega$ , так что пространственной зависимостью  $\psi$  можно пренебречь.

Уравнения для матрицы плотности двухуровневого атома имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{aa} &= \frac{i}{\hbar} (\rho_{ba} - \rho_{ab}) dE + 2\gamma \rho_{bb}, \\ \dot{\rho}_{ab} &= i\omega_0 \rho_{ab} + \frac{i}{\hbar} (\rho_{bb} - \rho_{aa}) dE - \gamma \rho_{ab}, \\ \rho_{ab} &= \rho_{ba}^*, \quad \rho_{aa} + \rho_{bb} = 1, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $d$  — матричный элемент дипольного момента,  $\omega_0$  — частота атомного перехода, индекс «а» относится к нижнему уровню, «b» — к верхнему.

Перейдем в (3) к действительным блоховским переменным  $w, u, s$

$$\rho_{aa} = \frac{1}{2}(1 + w), \quad \rho_{ab} = \frac{1}{2}(u - is) \exp(i\omega t).$$

Тогда, пренебрегая высокочастотными слагаемыми в  $w, u, s$  и учитывая, что для атома, имеющего составляющую скорости  $v$  вдоль оси  $OZ$ ,  $z = z_0 + vt$ , преобразуем уравнение (3) к виду

$$\dot{w} = 2\gamma(1 - w) + 2\Omega_r \left[ u \sin \frac{\Omega t}{2} \sin kz \sin \frac{\psi}{2} - s \cos \frac{\Omega t}{2} \cos kz \cos \frac{\psi}{2} \right],$$

$$\begin{aligned} \dot{u} &= (\omega_0 - \omega) s - \gamma u - 2\Omega_r w \sin \frac{\Omega t}{2} \sin kz \sin \frac{\psi}{2}, \\ s &= -(\omega_0 - \omega) u - \gamma s + 2\Omega_r w \cos \frac{\Omega t}{2} \cos kz \cos \frac{\psi}{2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\Omega_r = d\delta/\hbar$ . Сила

$$F = \langle d \rangle \frac{\partial E}{\partial z},$$

действующая на атом [1], равна

$$F = \hbar k \Omega_r \left[ -u \cos \frac{\Omega t}{2} \cos \frac{\psi}{2} \sin kz + s \sin \frac{\Omega t}{2} \sin \frac{\psi}{2} \cos kz \right]. \quad (5)$$

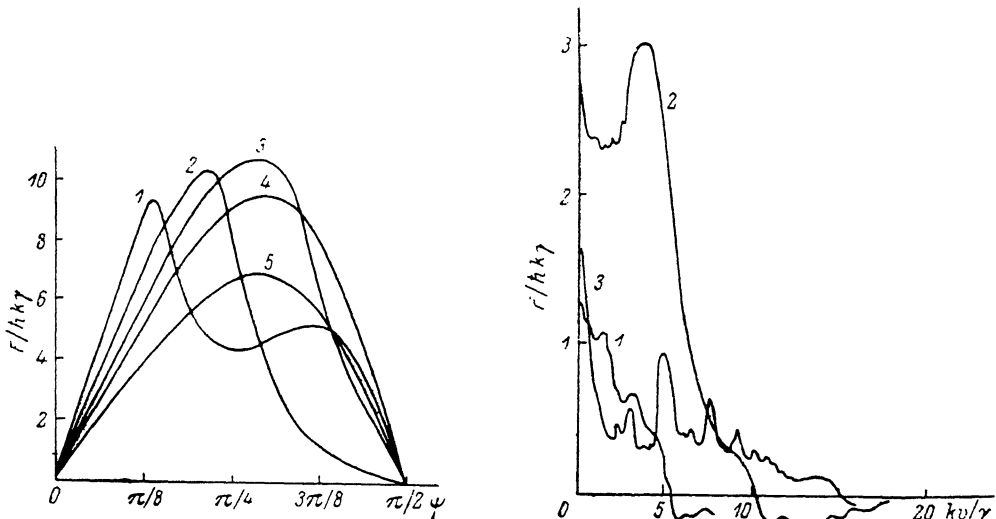


Рис. 1. Зависимость силы, действующей на атом при  $v=0$  в поле двух встречных амплитудно-модулированных волн, от фазового сдвига  $\psi$ .

Симметричная настройка,  $\Omega_r/\gamma=80$ . Кривые 1-5 относятся к различным частотам модуляции: 1 -  $\Omega=0.5\Omega_r$ , 2 -  $0.75\Omega_r$ , 3 -  $\Omega_r$ , 4 -  $1.25\Omega_r$ , 5 -  $1.5\Omega_r$ .

Рис. 2. Зависимость силы светового давления от составляющей скорости атома в направлении оси OZ.

$\Omega_r/\gamma=20$ ,  $\omega=\omega_0$ ,  $\psi=\pi/4$ . Кривые 1-3 относятся к различным частотам модуляции: 1 -  $\Omega=0.5\Omega_r$ , 2 -  $\Omega_r$ , 3 -  $1.5\Omega_r$ .

В случае слабого насыщения  $\Omega_r \ll \gamma$  уравнения (4) можно решить разложением по малому параметру  $\Omega_r/\gamma$ . Для симметричной настройки  $\omega=\omega_0$  (частота атомного перехода равна полусумме частот стоячих волн) средняя по времени и  $z_0$  сила (5) равна

$$F = \frac{\hbar k}{8} \left( \frac{\Omega_r}{\gamma} \right)^4 \Omega \frac{1 + (\Omega/2\gamma)^2 - (kv/\gamma)^2 \sin 2\psi}{\left[ \left( 1 + \left( \frac{\Omega}{2\gamma} \right)^2 \right)^2 + \left( \frac{kv}{\gamma} \right)^4 + 2 \left( \frac{kv}{\gamma} \right)^2 - \frac{1}{2} \left( \frac{\Omega kv}{\gamma^2} \right)^2 \right]^2}. \quad (6)$$

Как видно из (6), для  $F \neq 0$  необходимо наличие фазового сдвига  $\psi \neq 0$ . При  $v=0$  сила (6) достигает максимума. Его величина зависит от соотношения между  $\Omega$  и  $\gamma$  и максимальна при  $\Omega/\gamma = 2/\sqrt{5}$ .

Случай произвольных значений  $\Omega_r/\gamma$  рассмотрим вначале для  $v=0$ . Представляя  $w$ ,  $u$ ,  $s$  в виде

$$w = \sum w_n \exp\left(\frac{in\Omega t}{2}\right),$$

находим рекуррентное соотношение, связывающее фурье-компоненты  $w_n$

$$A_{n+2} w_{n+2} + B_n w_n + A_n w_{n-2} = \frac{4i\gamma}{\Omega^2} \delta_{n0}. \quad (7)$$

Здесь

$$A_n = \cos\left(kz + \frac{\psi}{2}\right) \cos\left(kz - \frac{\psi}{2}\right) \left(\frac{1}{\gamma_{-n+1}^*} - \frac{1}{\gamma_{n-1}}\right),$$

$$\gamma_n = \omega_0 - \omega - \frac{n}{2} \Omega + i\gamma,$$

$$B_n = \frac{-n\Omega + 4i\gamma}{\Omega_r^2} + \cos^2\left(kz + \frac{\psi}{2}\right) \left(\frac{1}{\gamma_{-n+1}^*} - \frac{1}{\gamma_{n+1}}\right) + \cos^2\left(kz - \frac{\psi}{2}\right) \left(\frac{1}{\gamma_{-n-1}^*} - \frac{1}{\gamma_{n-1}}\right). \quad (8)$$

Полагая  $w_{n+2} = w_n q_n$ , находим

$$q_n = - \frac{A_{n+2}}{A_{n+4} q_{n+2} + A_{n+2}} \quad (9)$$

для четных  $n$  и  $q_n = 0$  для нечетных. Из (7) при  $n = 0$  получим

$$w_0 = \frac{4i\gamma}{\Omega_r^2 (B_0 + A_0 q_0^* - A_0^* q_0)}, \quad (10)$$

где  $q_0$  определяется цепной дробью (9). Сила, действующая на атом, выражается через  $w_0$  и  $q_0$  следующим образом:

$$F = -\frac{\hbar k}{2} \Omega_r^2 w_0 \operatorname{Re} \left\{ \sin\left(kz - \frac{\psi}{2}\right) \frac{1}{\gamma_{-1}} \left[ \cos\left(kz - \frac{\psi}{2}\right) + q_0^* \cos\left(kz + \frac{\psi}{2}\right) \right] + \right. \\ \left. + \sin\left(kz + \frac{\psi}{2}\right) \frac{1}{\gamma_1} \left[ \cos\left(kz + \frac{\psi}{2}\right) + q_0 \cos\left(kz - \frac{\psi}{2}\right) \right] \right\}. \quad (11)$$

Как и при слабом насыщении,  $F$  является нечетной функцией  $\psi$  с периодом  $\pi$ , однако для больших  $\Omega_r, \gamma$  зависимость  $F(\psi)$ , как видно из рис. 1 (на рисунках приведены усредненные по  $x_0$  значения  $F/\hbar k \gamma$ ), существенно отлична от синусоидальной. Максимального значения сила достигает при  $\psi \approx \pi/4$ ,  $\Omega \approx \Omega_r$ .

Зависимость силы от скорости при  $\Omega_r \gg \gamma$  находилась численным решением уравнений (4), (5). Так же как и при слабом насыщении, при  $\omega = \omega_0$  сила является четной функцией скорости и при  $\Omega \gg \gamma$  обращается в нуль при  $kv \approx \Omega/2$ . Примеры усредненной по времени зависимости  $F(v)$  приведены на рис. 2. Резонансная структура силы светового давления, так же как и в случае стоячей волны [1], обусловлена многоквантовыми процессами.

Таким образом, уже в наиболее простом случае амплитудно-модулированных встречных волн возникают качественно новые особенности светового давления на атомы по сравнению со случаями бегущей и стоячей волн [1]. Максимальное значение силы  $F_m$  может быть значительно больше  $\hbar k \gamma$ , причем по сравнению с идеальным случаем  $\pi$ -импульсов, следующих с периодом  $T$ , равным периоду модуляции  $T = 2\pi/\Omega$ ,  $F_m$  меньше  $F = \hbar k \Omega / \pi$  лишь в 2—2.5 раза.

### Литература

- [1] Миногин В. Г., Летохов В. С. Давление лазерного излучения на атомы. М.: Наука, 1986. 222 с.
- [2] Казанцев А. П. ЖЭТФ, 1974, т. 66, № 5, с. 1592—1612.
- [3] Nebenzahl I., Szöke A. Appl. Phys. Lett., 1974, v. 25, N 6, p. 327—329.
- [4] Лазерная и когерентная спектроскопия / Под ред. Стейнфелда Д. М.: Мир, 1982. 630 с.

Институт физики АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
26 января 1987 г.

### ПЛОСКИЙ ДЕФЛЕКТРОН

Л. П. Овсянникова, Т. Я. Фишкова

Наиболее распространенными электростатическими дефлекторами (отклоняющие системы с совмещенными центрами отклонения) являются системы в виде четырех электродов сложной конфигурации, расположенные на цилиндрической и конической поверхностях,