Светоиндуцированный атомный лифт в оптических решетках

С. В. Пранц[1)]

Тихоокеанский океанологический институт Дальневосточного отделения РАН, 690041 Владивосток, Россия

Поступила в редакцию 29 сентября 2016 г.

После переработки 11 октября 2016 г.

Показано, как создать атомный лифт, способный поднимать падающие холодные атомы в вертикальной оптической решетке. Эффект возникает вблизи резонанса благодаря нелинейному взаимодействию электронной и механической степеней свободы атома, порождающему его хаотическое блуждание в жестких оптических решетках без какой-либо модуляции и дополнительного воздействия. Численные эксперименты с учетом спонтанного излучения демонстрируют возможность наблюдения в реальном эксперименте хаотического блуждания атомов и светоиндуцированного атомного лифта.

DOI: 10.7868/S0370274X16230028

Нейтральный атом, помещенный в стоячую световую волну, испытывает действие диссипативной и градиентной сил [1, 2]. Эти силы позволяют манипулировать атомами с помощью лазерного света, охлаждая и пленяя их, и лежат в основе множества применений. Конденсаты Бозе–Эйнштейна, атомные часы и интерферометры, атомные лазеры и квантовые компьютеры, разделение изотопов, нанолитография – вот далеко не полный перечень этих применений. Искусство формирования 1D, 2D и 3D оптических решеток с помощью встречных лазерных пучков позволяет создавать оптические потенциалы заданной формы и размерности [3, 4]. Атомы в таких решетках находятся в поле нелинейного оптического потенциала, глубина которого определяется интенсивностью лазерного света. Были экспериментально обнаружены разные проявления квантового хаоса с холодными атомами [5–8] и предсказаны различные нелинейные эффекты взаимодействия атомов со светом, включая хаотические осцилляции Раби [9–11], хаотический транспорт атомов [12–14] и динамические атомные фракталы [15, 16] в 1D решетках, а также атомный хаос в 2D- и 3D-решетках [17, 18].

Пусть охлажденные атомы из ловушки падают вдоль оси вертикальной оптической 1D решетки, сформированной встречными лазерными пучками света с длиной волны λ_f и частотой ω_f. Гамильтониан двухуровневого атома в системе отсчета, вращающейся с частотой ω_f, и в предположении, что сила тяжести действует в отрицательном направлении оси решетки, имеет вид

$$\hat{H} = \frac{P^2}{2m_a} + \frac{\hbar}{2}(\omega_a - \omega_f)\hat{\sigma}_z - \hbar\Omega\,(\hat{\sigma}_- + \hat{\sigma}_+)\cos k_f X + \\ + FX - \frac{i\hbar\Gamma}{2}\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_+, \quad (1)$$

где m_a – масса атома, $\hat{\sigma}_{\pm,z}$ – операторы Паули для электронной степени свободы атома, P и X – его импульс и положение, ω_a и Ω – частота рабочего перехода атома и амплитудное значение частоты Раби, F – гравитационная сила, $\hbar$ – постоянная Планка, Γ – коэффициент релаксации. Движение не слишком холодных атомов можно рассматривать в полуклассическом приближении, в котором квантуется электронная степень свободы атома, а его движение считается классическим.

Волновая функция электронной степени свободы имеет вид $|\Psi(t)\rangle = a(t)|2\rangle + b(t)|1\rangle$, где $a \equiv A + i\alpha$ и $b \equiv B + i\beta$ – комплекснозначные амплитуды вероятности обнаружить атом в возбужденном $|2\rangle$ и основном, $|1\rangle$, состояниях. Уравнения движения для вещественных и мнимых частей этих амплитуд и для положения и импульса точечного атома имеют вид

$$\begin{gathered} \dot{A} = \frac{1}{2}(\omega_r p^2 - \Delta)\alpha - \frac{1}{2}\gamma A - \beta\cos x, \\ \dot{\alpha} = -\frac{1}{2}(\omega_r p^2 - \Delta)A - \frac{1}{2}\gamma\alpha + B\cos x, \\ \dot{B} = \frac{1}{2}(\omega_r p^2 + \Delta)\beta - \alpha\cos x, \\ \dot{\beta} = -\frac{1}{2}(\omega_r p^2 + \Delta)B + A\cos x, \\ \dot{x} = \omega_r p, \quad \dot{p} = -2(AB + \alpha\beta)\sin x - \kappa, \end{gathered} \quad (2)$$

где $x \equiv k_f X$, $p \equiv P/\hbar k_f$, дифференцирование ведется по безразмерному времени $\tau \equiv \Omega t$. Уравнения (2) содержат несколько нормированных управляющих параметров: $\omega_r \equiv \hbar k_f^2/m_a\Omega$ – частота отдачи атома, $\kappa \equiv F/\hbar k_f\Omega$ – сила тяжести, $\Delta \equiv (\omega_f - \omega_a)/\Omega$ –

[1)]e-mail: prants@poi.dvo.ru

расстройка резонанса, $\gamma \equiv \Gamma/\Omega$ – скорость распада возбужденного уровня атома.

Теперь можно сформулировать условие применимости классического описания трансляционной степени свободы атомов. Нормированный импульс атома представим в виде $p \equiv P/\hbar k_f = v_a/v_r$, где v_a – скорость атома, а $v_r \equiv \hbar k_f/m_a$ – скорость, приобретаемая атомом в результате отдачи при испускании или поглощении фотона. Классическое описание справедливо для атомов, чья скорость превышает v_r, величину порядка 1 см/с для большинства атомов. Это эквивалентно условию $p > 1$.

Движение центра масс атома описывают два последних уравнения в (2). Сила тяжести κ ускоряет атомы. Градиентная сила $2(AB + \alpha\beta)\sin x$ меняется по мере движения атома сквозь решетку. Эти изменения обусловлены не только градиентом поля стоячей волны, но и поведением компоненты электрического дипольного момента атома $u \equiv 2(AB + \alpha\beta)$, которая зависит от остальных переменных в (2).

Численное решение (2) осуществляют методом стохастической волновой функции, доказавшим свою эффективность во множестве задач [19, 20]. Время интегрирования разбивают на большое число малых интервалов $\Delta\tau = 10^{-5}$. Генератор случайных чисел выбирает число ε_1 из интервала $[0, 1]$. В конце первого интервала времени $\tau = \tau_1$ вычисляется вероятность спонтанного излучения (СИ) атома по формуле $s_1 = \gamma\Delta\tau|a_{\tau_1}|^2/(|a_{\tau_1}|^2 + |b_{\tau_1}|^2)$. Далее в зависимости от соотношения чисел ε_1 и s_1 возможны два случая. Первый. Если $s_1 < \varepsilon_1$, то продолжается интегрирование (2) на следующем временном интервале. Так как когерентная эволюция происходит с уменьшением нормы волновой функции, то вектор состояния нужно перенормировать сразу по окончании первого интервала при $\tau = \tau_1^+$: $a_{\tau_1^+} = a_{\tau_1}/\sqrt{|a_{\tau_1}|^2 + |b_{\tau_1}|^2}, b_{\tau_1^+} = b_{\tau_1}/\sqrt{|a_{\tau_1}|^2 + |b_{\tau_1}|^2}$. Эта когерентная эволюция с уменьшением нормы волновой функции описывает непрерывную релаксацию атомного дипольного момента. Второй. Если $s_1 \geq \varepsilon_1$, то происходит СИ, и атом оказывается в основном состоянии в момент времени $\tau = \tau_1$: $A_{\tau_1} = \alpha_{\tau_1} = \beta_{\tau_1} = 0, B_{\tau_1} = 1$, а его импульс скачком меняется: $p_{\tau_1} = p_{\tau_1^-} + l$, где l – случайное число из интервала $[-1, 1]$, описывающее изменение атомного импульса в результате СИ (эффект отдачи). Процедура повторяется на следующих временных интервалах.

В численных экспериментах N двухуровневых атомов (с гауссовым начальным распределением $\rho(x,p) = (2\pi\sigma_x\sigma_p)^{-1}\exp[-|x-x_0|^2/2\sigma_x^2 - |p-p_0|^2/2\sigma_p^2]$, $x_0 = 0$, $p_0 = -10$, $\sigma_x = \sigma_p = 2$) приготавливаются в основном состоянии. Лазер включается в момент времени $\tau = 0$. Вычисляются положения и импульсы всех атомов в некоторый фиксированный момент времени. Выбраны следующие значения управляющих параметров: $\gamma = 5 \cdot 10^{-2}$, $\omega_r = 10^{-3}$ и $\kappa = 10^{-3}$, соответствующие обычным атомам в лазерном поле оптического диапазона с частотой Раби около 10 мГц, с характерным временем СИ порядка 10^{-8} с и частотой отдачи примерно 10 кГц.

Сразу после включения лазера большая часть атомов начального распределения находится в двух первых ямах оптического потенциала относительно $x = 0$. Их последующее движение существенно зависит от расстройки резонанса Δ. Особая ситуация возникает при сравнительно малых Δ, когда нелинейное взаимодействие электронных и механических степеней свободы атома порождает сложную динамику, позволяя части атомов начального облака продвигаться против силы тяжести на значительные расстояния.

Рис. 1 иллюстрирует светоиндуцированный атомный лифт, перемещающий атомы против действия силы тяжести. Показано распределение 10^3 атомов

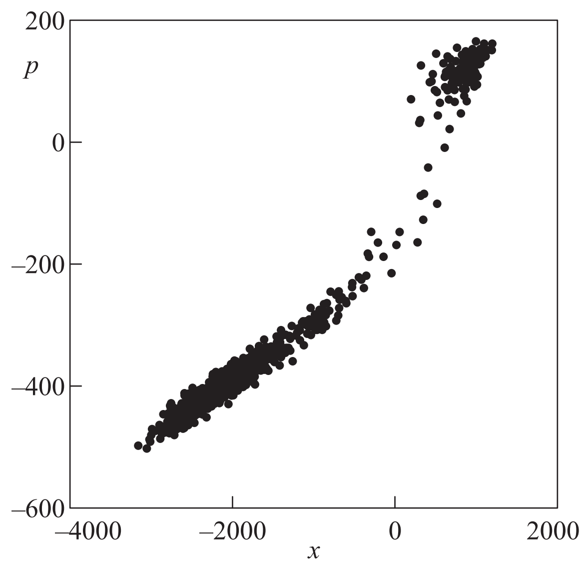

Рис. 1. Светоиндуцированный атомный лифт в жесткой вертикальной оптической решетке. Показано распределение 10^3 атомов на фазовой плоскости $x-p$ в момент времени $\tau = 10^4$. Параметры: $\kappa = 10^{-3}$, $\Delta = 0.15$, $\gamma = 5 \cdot 10^{-2}$, $\omega_r = 10^{-3}$. Точки с $x > 0$ и $p > 0$ – атомы, изменившие направление своего движения на противоположное в результате нелинейного взаимодействия со стоячей световой волной и движущиеся против действия силы тяжести

на плоскости $x - p$ в момент времени $\tau = 10^4$. Точки на графике с положительными значениями x и p соответствуют атомам, изменившим направление своего движения в результате взаимодействия со стоячей световой волной и поднявшимся вверх по решетке. Из гистрограммы распределения $2\cdot 10^4$ атомов по координатам (рис. 2) следует, что к моменту време-

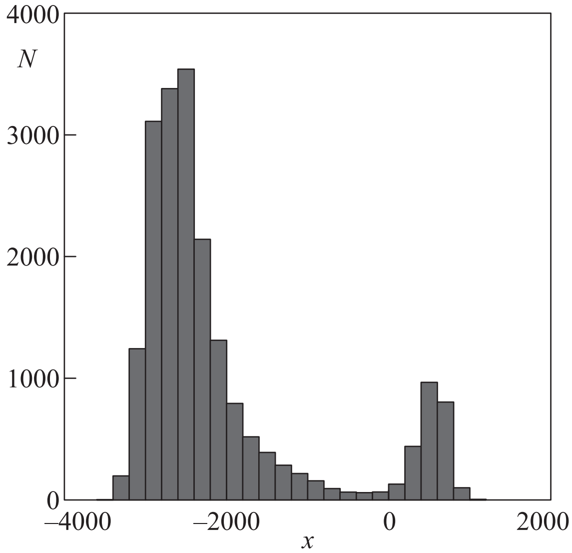

Рис. 2. Гистрограмма распределения $2 \cdot 10^4$ атомов по координатам в момент времени $\tau = 10^4$

ни $\tau = 10^4$ примерно 12.5 % атомов из начального облака "поднялись на лифте".

В [12] показано, что в отсутствие потерь ($\gamma = 0$) при малых расстройках компонента вектора Блоха u и, следовательно, градиентная сила в 1D оптической решетке без какой-либо модуляции скачкообразно изменяется при пересечении узлов стоячей волны. Такое поведение приближенно описывается стохастическим отображением

$$u_m = \sin(\Theta \sin \phi_m + \arcsin u_{m-1}), \tag{3}$$

где u_m – значение u сразу после пересечения m-го узла, $\Theta \equiv |\Delta|\sqrt{\pi/\omega_r p_{\text{node}}}$ – угловая амплитуда "скачка", $p_{\text{node}} = \sqrt{2H/\omega_r}$ – значение атомного импульса при пересечении узлов, H – нормированная энергия атома, ϕ_m – случайные фазы из интервала $[0;\ 2\pi]$. Такие "скачки" при определенных условиях порождают хаотическое движение атомов в абсолютно детерминированной оптической решетке, напоминающее случайное блуждание.

Из выражения для энергии атома

$$H \equiv \frac{\omega_r}{2}p^2 + \kappa x - u\cos x - \frac{\Delta}{2}z, \tag{4}$$

где $z \equiv |a|^2 - |b|^2$ – инверсия заселенности атома, найдем условие, при котором атом в процессе когерентной эволюции продолжит падать после пересечения узла стоячей волны с отрицательным значением импульса p или изменит знак p. Результат зависит от четности числа пересечений m. Атом продолжит падение, если $(-1)^{m+1}u_m < H$. Атом изменит направление движения на противоположное при $(-1)^{m+1}u_m > H$. При точном равенстве $(-1)^{m+1}u_m = H$ движение является сепаратрисоподобным. Атомный лифт возможен только в режиме хаотического блуждания, а именно когда нормированная энергия атома находится в диапазоне $0 < H < 1$. При $H < 0$ атомы не достигают даже ближайшего узла стоячей волны и захватываются ямой оптического потенциала, а при $H > 1$ значения u всегда соответствуют падению атомов. Итак, если $|u| < H$, то атомы продолжают движение в том же направлении, а если $|u| > H$, то в зависимости от знака $\cos x$ на данном промежутке времени они либо продолжат движение в том же направлении, либо поменяют его на противоположное.

Типичная эволюция компоненты вектора Блоха атома u в режиме хаотического блуждания показана на рис. 3a. Когерентная эволюция со "скачками" u при пересечении узлов стоячей волны прерывается актами СИ в случайные моменты времени. Этот атом вначале трижды меняет направление своего движения, а затем устремляется вверх по оптической решетке с хаотическими изменениями импульса (рис. 3b).

Для сравнения на рис. 4 показано поведение атомов вдали от резонанса с полем стоячей волны и при точном резонансе. Вдали от резонанса ($|\Delta| \gtrsim 1$) атомы неэффективно поглощают фотоны. Большая их часть осциллирует в ямах оптического потенциала, меняя знак импульса (эффект левитации), а меньшая часть медленно падает (рис. 4a). При точном резонансе ($\Delta = 0$) отсутствует оптический потенциал, и атомы просто падают под действием силы тяжести (рис. 4b).

Хаотическое блуждание атомов в детерминированной оптической решетке является проявлением динамического хаоса, количественная мера которого – положительное значение максимального показателя Ляпунова Λ, являющегося средней скоростью экспоненциально быстрого расхождения изначально близких траекторий атомов. Проведенный расчет этой величины для уравнений движения (2) в отсутствии СИ по методу [21] дает положительные значения Λ в диапазоне $|\Delta| < 0.5$ при выбранных значениях прочих параметров. Таким образом, хаотическое блуждание атомов и, следовательно, светоиндуцированный атомный лифт возможны только в этом диапазоне расстройки резонанса.

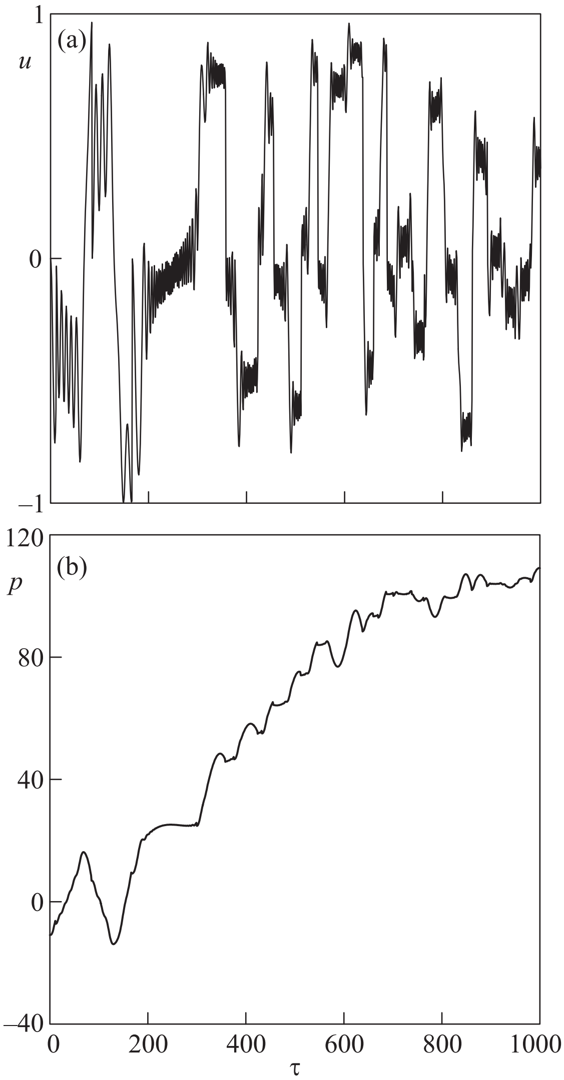

Рис. 3. (a) – Типичная эволюция компоненты электрического дипольного момента атома u в стоячей световой волне в режиме хаотического блуждания. Когерентная эволюция со "скачками" при пересечении узлов стоячей волны прерывается актами СИ в случайные моменты времени. (b) – Хаотическое изменение импульса того же атома с течением времени

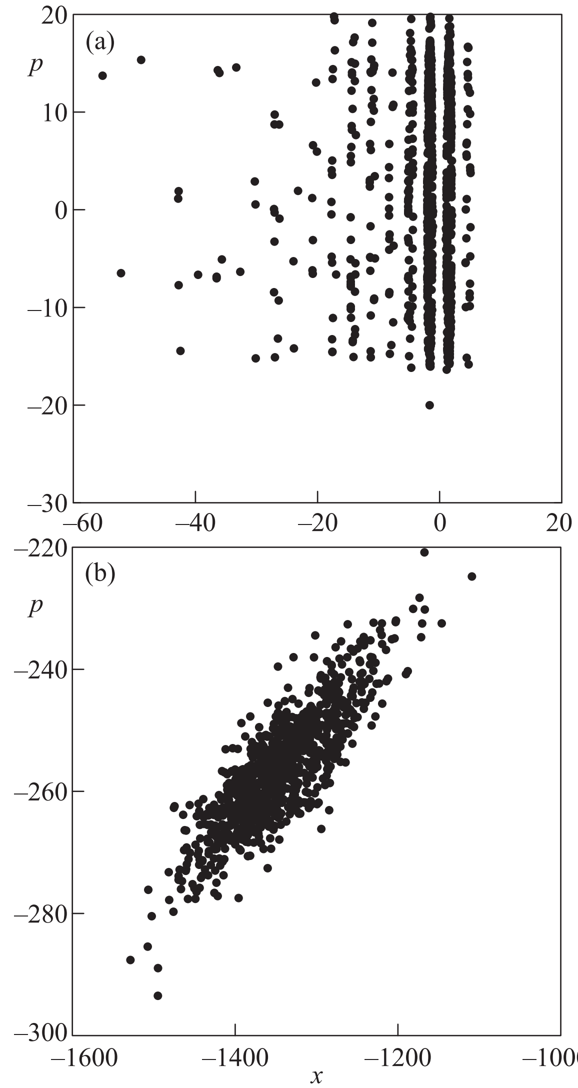

Рис. 4. Распределение атомов на фазовой плоскости (a) вдали от резонанса ($\Delta = 1$) и (b) при точном резонансе $\Delta = 0$. Остальные параметры и условия как на рис. 1

Детектирование атомов с положительными значениями импульса в реальном эксперименте означает не просто реализацию светоиндуцированного атомного лифта, а проявление эффекта хаотического блуждания атомов в жесткой оптической решетке, поскольку именно специфическое нелинейное взаимодействие электронных и механических степеней свободы атома вблизи резонанса является единственной причиной транспорта части атомов вверх по решетке. Варьируя фактически только напряженность электрической компоненты лазерного поля, входящей в определение частоты Раби Ω, можно кардинально изменять режимы движения атомов, заставляя их "подниматься на лифте" или левитировать.

Автор признателен Л.Е. Конькову за помощь в расчетах. Работа выполнена по госбюджетной тематике ТОИ ДВО РАН (проект № 01201363045).

1. A. P. Kazantsev, G. I. Surdutovich, and V. P. Yakovlev, *Mechanical Action of Light on Atoms*, World Scientific, Singapore (1990).
2. V. G. Minogin and V. G. Letokhov, *Laser Light Pressure on Atoms*, Gordon and Breach, N.Y. (1987).
3. V. V. Ivanov, A. Alberti, M. Schioppo, G. Ferrari, M. Artoni, M. L. Chiofalo, and G. M. Tino, Phys. Rev. Lett. **100**, 043602 (2008).

4. A. Hilico, C. Solaro, M.-K. Zhou, M. Lopez, and F. Pereira dos Santos, Phys. Rev. A **91**, 053616 (2015).
5. F.L. Moore, J.C. Robinson, C. Bharucha, P.E. Williams, and M.G. Raizen, Phys. Rev. Lett. **73**, 2974 (1994).
6. F.L. Moore, J.C. Robinson, C.F. Bharucha, B. Sundaram, and M.G. Raizen, Phys. Rev. Lett. **75**, 4598 (1995).
7. D.A. Steck, W.H. Oskay, and M. Raizen, Science **293**, 274 (2001).
8. W.K. Hensinger, N.R. Heckenberg, G.J. Milburn, and H. Rubinsztein-Dunlop, J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. **5**, 83 (2003).
9. L.E. Kon'kov and S.V. Prants, JETP Lett. **65**, 833 (1997).
10. S.V. Prants, L.E. Kon'kov, and I.L. Kirilyuk, Phys. Rev. E **60**, 335 (1999).
11. S.V. Prants and V.Yu. Sirotkin, Phys. Rev. A **64**, 033412 (2001).
12. V.Yu. Argonov and S.V. Prants, Phys. Rev. A **75**, 063428 (2007).
13. V.Yu. Argonov and S.V. Prants, Phys. Rev. A **78**, 043413 (2008).
14. S.V. Prants, J. Exp. Theor. Phys. **109**, 751 (2009).
15. V.Yu. Argonov and S.V. Prants, J. Exp. Theor. Phys. **96**, 832 (2003).
16. S.V. Prants, M.Yu. Uleysky, and V.Yu. Argonov, Phys. Rev. A **73**, 023807 (2006).
17. E. Horsley, S. Koppell, and L.E. Reichl, Phys. Rev. E **89**, 012917 (2014).
18. Y. Boretz and L.E. Reichl, Phys. Rev. E **91**, 042901 (2015).
19. H. Carmichael, *An Open Systems Approach to Quantum Optics*, Springer-Verlag, Berlin (1993).
20. K. Molmer, Y. Castin, and J. Dalibard, J. Opt. Soc. Am. B **10**, 524 (1993).
21. L.E. Kon'kov and S.V. Prants, J. Math. Phys. **37**, 1204 (1996).