

Движение атома под действием фемтосекундных лазерных импульсов: от хаоса к пространственной локализации

В. И. Балыкин

Институт спектроскопии РАН, 142190 Троицк, Московская обл., Россия

Institute for Laser Science, University of Electro-Communications, Chofugaoka, Chofushi, Tokyo 182, Japan

Поступила в редакцию 20 января 2005 г.

Рассматривается пространственная локализация атома в поле периодических фемтосекундных лазерных импульсов. Показана возможность локализации атома с абсолютной точностью в нанометровом диапазоне, при этом время нахождения атома в лазерном поле составляет всего 10^{-7} – 10^{-8} полного времени локализации.

PACS: 32.80.Pj

Единичный атом “в покое” – идеальный физический объект для многих фундаментальных и прикладных исследований [1–3]. Хорошим приближением является атом, охлажденный лазерным светом и локализованный в одной из многообразных ловушек, реализованных к настоящему времени [4–6]. Локализуемый атом потенциал, однако, оказывает заметное возмущающее воздействие как на внутренние, так и на внешние степени свободы атома (сдвиг уровней энергии атома, модуляция положения и скорости атома и т.д.). Наилучшее, что можно ожидать (и что уже достигнуто в некоторых типах ловушек), это охлаждение атома до температуры, соответствующей энергии основного состояния атома, в котором атом занимает минимальный фазовый объем. Несмотря на то, что пространственное движение атома в основном состоянии сведено к минимуму, оно, тем не менее, оказывает заметное воздействие на внутренние степени свободы атома (сдвиг уровней энергии,...). В большинстве фундаментальных и прикладных исследований с атомами именно внутренние степени представляют наибольший интерес. Известно предложение [7] (реализованное в эксперименте [8]), как минимизировать влияние локализуемого потенциала на определенные внутренние степени свободы атома: выбором параметров ловушки реализуются условия локализации атома, когда воздействие пространственного движения атома на его внутренние степени свободы минимально. В работе [8] минимальное воздействие на сдвиг частоты линии поглощения атома между двумя энергетическими уровнями достигалось выбором параметров ловушки, при которых сдвиги обоих уровней очень близки, и, как следствие, влияние потенциала

на интересующий параметр атома сведено к минимуму.

Ловушки предназначены для удерживания в ограниченной области пространства разного рода частиц. Это достигается наложением на эту область того или иного потенциала, как правило, постоянного во времени. Идеология использования стационарного потенциала обусловлена тем, что частицы, как правило, имеют значительные скорости. Например, атом с тепловой скоростью $\sim 10^5$ см/с смещается в пространстве всего лишь за 1 мкс на расстояние порядка 1 мм. Огромный прогресс в области лазерного охлаждения атомов привел к возможности работать со скоростями порядка или даже меньше скорости отдачи, $v_r \sim 1$ см/с. При таких малых скоростях идеология использования стационарных удерживающих потенциалов становится совсем не обязательной.

В данной работе мы предлагаем и рассматриваем иной подход к минимизации действия локализуемого поля на атом. Суть его сводится к использованию *кратковременного и периодического по времени* воздействия лазерного поля на пространственное движение *очень медленного* атома. В такой схеме атом свободен от возмущающего (с точки зрения использования атома для измерений) воздействия локализуемого поля относительное время $(1 - t_p/T)$, где t_p – длительность воздействия, T – его периодичность). При использовании фемтосекундных импульсов относительное время нахождения атома в локализуемом поле может быть чрезвычайно малой величиной – вплоть до 10^{-7} – 10^{-6} полного времени удерживания атома в ловушке. Как будет показано ниже, в рассмотренном нами подходе можно реализовать ситуацию, когда атом испытывает локализуемое поле

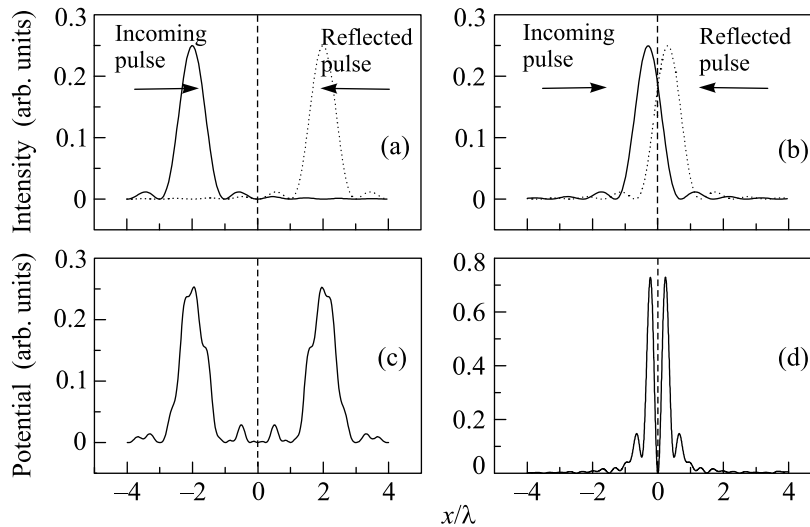


Рис.1. Вид атомного потенциала ((c), (d)) при различных относительных положениях двух встречных (падающего и отраженного) лазерных фемтосекундных импульсов ((a), (b))

только в течение $(10^{-8} - 10^{-9})\%$ полного времени его локализации, то есть атом почти в покое.

Поведение частицы, подверженной воздействию периодических коротких импульсов силы, интенсивно исследовалось в связи с проблемой классического и квантового хаоса [9, 10]. Мы покажем, что при определенных (экспериментально реализуемых) условиях можно избежать хаоса в движении атома и достигнуть его долговременной пространственной локализации.

Основная идея локализации атома периодической последовательностью коротких лазерных импульсов заключается в следующем. Лазерные импульсы света отражаются от зеркала под нормальным углом. Падающий и отраженный импульсы “сталкиваются” на определенном расстоянии от зеркала. Пространственная локализация энергии единичного фемтосекундного импульса составляет величину $l = c/t_p$, где c – скорость света, t_p – длительность импульса. При предельно короткой длительности лазерного импульса, равной световому периоду [11], его пространственный размер равен длине волны излучения лазера $l = \lambda$. Область “столкновения” импульсов, являющейся областью локализации атома, занимает тот же размер. В зависимости от фазовых соотношений падающего и отраженного импульсов в центре их пересечения возникает из-за интерференции либо максимум, либо минимум интенсивности лазерного поля. Атом, помещенный в область столкновения импульсов, испытывает градиентную силу светового давления, направленную к центру области перекрытия импульсов при отрицательной отстройке частоты лазера по отношению к частоте атомного перехода и для

случая минимума интенсивности. (При использовании фемтосекундных импульсов в несколько периодов световой волны возникает несколько минимумов потенциальной энергии.) После окончания действия импульса света атом свободен и движется со скоростью, определяемой его начальной скоростью и моментом, полученным от лазерного поля. Рис.1 показывает вид локализирующего потенциала ((c), (d)) при двух различных положениях двух лазерных импульсов ((a), (b)).

Основные вопросы, которые при этом возникают и на ответы которых направлена данная работа, это: 1) является ли движение атома финитным в координатном и импульсивном пространстве и 2) не является ли действие коротких, однако достаточно интенсивных лазерных импульсов разрушающим для атома (например, его ионизация или возникновение динамического хаоса).

Рассмотрим двухуровневый атом с частотой поглощения ω_0 , взаимодействующей с квазирезонансным лазерным полем частоты ω_L . При достаточно большой отстройке $\delta = \omega_0 - \omega_L$ можно пренебречь заселенностью верхнего уровня (adiabatic elimination). Тогда атом можно рассматривать как бесструктурную точечную частицу. При требуемой для локализации атома интенсивности поля (см. ниже) справедливо двухуровневое приближение взаимодействия атома с сильным полем [12]. В этих приближениях гамильтониан взаимодействия атома с последовательностью лазерных импульсов и в одномерном случае [13] имеет вид

$$H = H_0 + V(t) \sum_n F(t - nT), \quad (1)$$

где $H_0 = P^2/2M$, $V(t) = V_0 \cos(2k_L X)$. Потенциал имеет период половины длины волны, а его амплитуда

$$V_0 = \hbar\Omega_R/8\delta. \quad (2)$$

В выражениях (1) и (2) использованы следующие обозначения: P – импульс атома, $\Omega_R = 2\mu E_0/\hbar$ – частота Раби, μ – матричный элемент атомного дипольного момента, E_0 – напряженность электрического поля лазерной волны, функция $F(t)$ описывает временной профиль лазерного поля, состоящего из импульсов длительностью t_p и с периодом T . Удобно записать гамильтониан (1) в безразмерном виде

$$H' = H'_0 + V'(t) \sum_n f(\tau - n), \quad (3)$$

где $H' = \rho^2/2$, $V'(t) = k \cos x$, $x = 2k_L X$ – безразмерная координата, $\tau = t/T$ – безразмерное время, $\rho = (2k_L T/M)P$ – безразмерный импульс, функция $f(\tau)$ описывает временную зависимость лазерного поля (с единичной амплитудой лазерного импульса и его длительностью t_p/T), параметр $k = (6V_0/\hbar)\omega_r T^2$ – нормированная амплитуда потенциала, $\omega_r = \hbar k_L^2/2M$ – частота отдачи, M – масса атома, $k_L = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны лазерного излучения. В пределе бесконечно коротких импульсов, когда $f(\tau)$ становится δ -функцией, гамильтониан (3) принимает вид

$$H' = \rho^2/2 + K \cos \phi \sum_n \delta(\tau - n), \quad (4)$$

где $K = \beta k$ – параметр стохастичности, $\beta = \int F(t)/t_p$ – фактор, зависящий от формы лазерного поля и близкий к единице. (Гамильтониан (4) описывает также динамику δ -kicked rotator, который интенсивно исследовался в связи с проблемой классического и квантового хаоса [9, 10]).

Оценим вначале по порядку величины характерные параметры лазерных импульсов и атома, при которых возможна их пространственная локализация. Рассмотрим случай предельно коротких лазерных импульсов с длительностью, равной периоду световой волны $t_p = 2\pi/\omega$. (Этот случай представляет наибольший интерес, поскольку позволяет локализовать атомы с абсолютной точностью в нанометровом диапазоне.) Мы также рассматриваем случай, когда спектральная ширина лазерного импульса $\Delta\omega_L$ существенно меньше, чем частотная расстройка между центральной частотой излучения и частотой атомного перехода $\Delta\omega_L < \delta$. Если начальная скорость атома такова, что за время между импульсами T атом не успевает существенно сместиться в пространстве по сравнению с характерным размером области

перекрытия импульсов (область локализации атома), тогда, с учетом выше принятых ограничений, можно считать, что атом “видит” усредненный потенциал с амплитудой

$$\tilde{V}(x) = V(x) \frac{t_p}{T} = \frac{\hbar\Omega_R(x) t_p}{8\delta T}. \quad (5)$$

Необходимым условием локализации атома в таком потенциале является превышение высоты потенциального барьера величины кинетической энергии атома, которое приводит к следующему соотношению между начальной скоростью атома v_{at} и параметрами лазерных импульсов:

$$v_{at} \leq \alpha^2 v_r \left(\frac{t_p}{T} \frac{1}{\omega_r \delta} \right)^{1/2}, \quad \Omega_R = \alpha^2 \gamma v_r \left(\frac{t_p}{2T} \frac{1}{\omega_r \delta} \frac{I}{I_S} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где $\alpha \equiv v_{at}/v_r$, v_r – скорость отдачи, 2γ – ширина верхнего атомного уровня, I_S – интенсивность насыщения атомного перехода, I – среднее (по времени) значение интенсивности лазерного поля в области перекрытия лазерных импульсов. Локализация атома достигается при следующих параметрах лазерного излучения

$$I = \alpha^2 \frac{\omega_r \delta}{2\gamma^2} I_S. \quad (7)$$

Пиковая интенсивность лазерного поля

$$I_p = \alpha^2 \frac{\omega_r \delta T}{2\gamma^2 t_p} I_S. \quad (8)$$

Пиковое значение частоты Раби

$$\Omega_R = \frac{\alpha}{2} \left(\omega_r \delta \frac{T}{t_p} \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Например, для атома Rb и лазерного излучения с центральной частотой 1.06 мкм (Nd³⁺:YAG-лазер) соответствующие численные значения равны: $I = \alpha^2 50$ Вт/см²; $I_p = \alpha^2 1.2 \cdot 10^8$ Вт/см², $\Omega_R = 2\pi \alpha \cdot 10^{11}$ с⁻¹. При фокусировке лазерного излучения в размер $d = 30$ мкм требуемая средняя мощность лазерного излучения составляет всего лишь величину $P = \alpha^2 0.5$ мВт. Важным следствием приведенной выше оценки является то, что при атомных скоростях, меньших скорости отдачи ($\alpha < 1$), требуемая для локализации атома пиковая интенсивность лежит в диапазоне значений, на несколько порядков меньших значений, при которых возникает ионизация атома в поле фемтосекундных импульсов [14].

Отметим, что лазерные системы с длительностью импульсов в несколько периодов световой волны и с приведенными выше энергетическими параметрами

являются реально существующими в лабораторных условиях [10].

Фундаментальным ограничением на время жизни атома в оптических дипольных ловушках является скоростная диффузия атома из-за спонтанно испущенных фотонов локализирующего лазерного поля. Достаточно хорошим приближением формы отдельного лазерного фемтосекундного импульса является так называемый “гиперболический секанс”. В этом случае вероятность возбуждения атома на верхний уровень отдельным импульсом [15]

$$W(t \gg t_p) = e^{-t/t_p} \sin^2(\Omega_R t_p) \cdot \left[\operatorname{sech} \frac{1}{2}(\delta t_p + \gamma t_p/2) \right]^2. \quad (10)$$

При длительности лазерного импульса существенно короче времени жизни возбужденного состояния ($t_p \ll 1/2\gamma$) вероятность возбуждения атома следующим образом зависит от параметров атома и лазерного импульса:

$$W(t \gg t_p) = \alpha^2 \frac{\omega_r \delta T t_p}{\exp(\delta t_p)}. \quad (11)$$

Для случая, когда период следования импульсов больше времени релаксации возбужденного состояния ($T \gg 1/2\gamma$) (пренебрежение квантовым интерференционным эффектом в возбуждении атома) и “площадь” импульса $\Omega_R t_p \ll 1$, из выражения (11) следует, что скорость переизлучения атомом спонтанных фотонов

$$\frac{dn_{ph}}{dt} \cong \alpha^2 \frac{\omega_r \delta T t_p}{\exp(\delta t_p)}. \quad (12)$$

Поскольку каждый переизлученный фотон приводит к увеличению кинетической энергии на величину, большую, чем высота локализирующего потенциала, то время локализации атома равно $\tau_{trap} \approx (dn_{ph}/dt)^{-1}$ (с).

Для атома Rb при приведенных выше параметрах лазерного поля время локализации атома составляет величину $\tau_{tr} \approx 0.1\alpha^{-2}$, При скорости атома $\vartheta_{at} = v_r$ время локализации равно $\tau_{tr} = 0.1$ с, а при скорости $\vartheta_{at} = 0.1v_r$ время локализации увеличивается до 10 с. Время локализации атома можно увеличить увеличением частоты расстройки лазерного поля.

Хорошо известно, что для системы, подверженной действию периодических, коротких “толчков”, движение может быть хаотичным [9,10]. Степень хаотичности зависит от величины параметра стохастичности K . При величине параметра $K \ll 1$ движение системы почти регулярное (с областями локального хаоса). При $K \sim 1$ движение системы является хаотичным для большинства начальных условий,

а при $K > 4$ наступает состояние глобального хаоса (wide spread chaos). Параметр стохастичности K в рассматриваемой задаче локализации атома определяется параметрами лазерного поля и атома, и из выражений (3) и (4) следует, что параметр стохастичности

$$K = (\Omega_R^2/\delta)\omega_r T t_p. \quad (13)$$

Возникает вопрос, возможно ли реализовать условия взаимодействия рассматриваемого лазерного поля и атома, при которых одновременно выполняются необходимые условия локализации (6) и, в то же время, присутствие хаоса (неизбежное) в динамике системы не является разрушающим. Количественные характеристики динамики атома под действием коротких периодических “толчков” можно получить, используя технику “стандартного отображения” [9]. Классические уравнения движения атома под действием потенциала (3)–(4)

$$\dot{X} = p/M, \quad (14a)$$

$$\dot{P} = \partial V/\partial t \quad (14b)$$

сводятся к стандартному отображению [9, 10]

$$x_{n+1} = x_n + \rho_{n+1}, \quad (15a)$$

$$\rho_{n+1} = \rho_n + K \sin x_n, \quad (15b)$$

где $x = 2k_L X$; $\rho = 2k_L (P/M) T$ – безразмерные координата и импульс.

На рис.2 показаны примеры траекторий атома на фазовой плоскости (x, ρ) в поле фемтосекундных импульсов при двух параметрах стохастичности $K = 0.05$ и $K = 10$. При малом параметре, $K = 0.05$, движение является финитным ((a)); при увеличении параметра стохастичности, $K = 10$, наблюдается хаос ((b)). Число “толчков”, которое испытал атом, равно 100. На рисунке также показаны изменения среднеквадратичной скорости атома в зависимости от времени взаимодействия (числа толчков), вычисленной из выражения

$$(\rho - \rho_0)^2 = K^2 \sum_i^{n-1} \sum_j^{n-1} \sin x_i \sin x_j. \quad (16)$$

Как видно из рисунка, движение атома остается ограниченным при малом параметре стохастичности ($K = 0.05$) и наблюдается неограниченный рост скорости атома при его большой величине ($K = 10$). Компьютерный счет невозможно выполнить для времени взаимодействия порядка одной секунды (ожидаемое время жизни атома), поскольку это соответствует числу “толчков” порядка 10^8 .

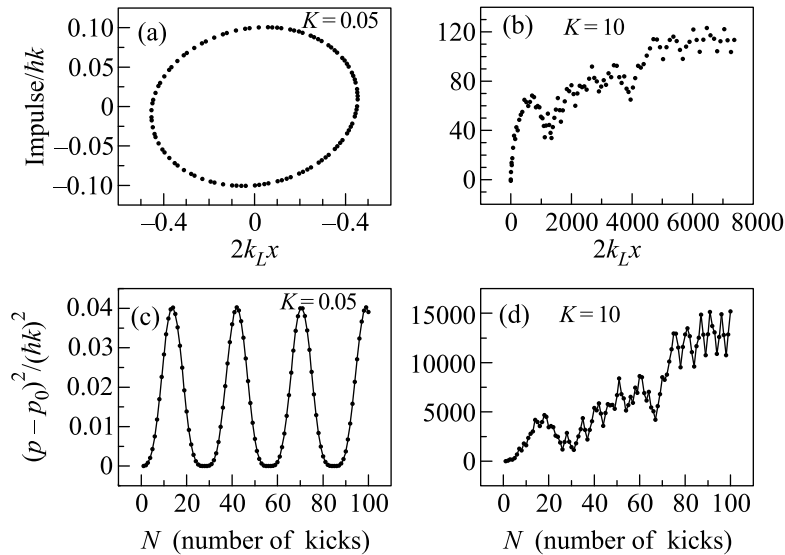


Рис.2. Траектории движения атома ((a), (b)) на фазовой плоскости (x, p) в поле фемтосекундных лазерных импульсов при различных параметрах стохастичности $K = 0.05$ и $K = 10$. Внизу ((c), (d)) показаны изменения среднеквадратичного импульса атома с числом лазерных “толчков”

Оценить, в какой степени движение атома становится хаотическим при большом числе “толчков”, можно, рассматривая задачу квантовомеханически. Пусть $|\psi(k)\rangle$ есть вектор состояния (state vector) перед k -м “толчком”. После действия “толчка” вектор состояния атома равен

$$\exp[-iV(kT)t_p/\hbar]|\psi(k)\rangle, \quad (17)$$

где $V(kT)$ – потенциал взаимодействия в момент времени $t = kT$. Динамика атома между “толчками” определяется оператором $\exp[-iH_0t/\hbar]$. Следовательно, состояние атома перед $(k+1)$ “толчком” следующим образом связано с состоянием атома перед k “толчком”:

$$|\psi(k+1)\rangle = \exp(-iH_0T/\hbar) \exp[-iV(kT)t_p/\hbar]|\psi(k)\rangle. \quad (18)$$

При использовании разложения вектора состояния $|\psi(k)\rangle$ по собственным $|\psi_m\rangle$ невозмущенного оператора H_0

$$|\psi(k)\rangle = \sum_m c_m |\psi_m\rangle \quad (19)$$

“квантовое отображение” (quantum map) принимает вид

$$c_n(k+1) = \sum_m V_{nm}(k) c_m(k). \quad (20)$$

“Квантовое отображение” (20) связывает коэффициенты разложения вектора состояния $|\psi(k+1)\rangle$ перед $(k+1)$ “толчком” с соответствующими коэффициентами перед k “толчком”.

Для нашего случая матрица преобразования $V_{nm}(k)$ имеет вид [18]

$$V_{nm}(k) = (-i)^{n-m} J_{n-m}[\Omega_{\text{eff}}(kT)t_p] \exp(-i\hbar m^2 \omega_r T/2), \quad (21)$$

где J_{n-m} – функция Бесселя первого рода (n -м) порядка, $\Omega_{\text{eff}} = \Omega_R^2/\delta$ – эффективная частота Раби. Коэффициенты c_m (20) определяют изменение импульса атома со временем:

$$\langle p \rangle = \sum_{n=-N}^{n=N} n |c_n(k)|^2. \quad (22)$$

Снова, как и при классическом рассмотрении, вычисление $\langle p \rangle$ не представляется возможным в силу огромного числа “толчков” за предлагаемое время жизни атома в ловушке. Однако можно сделать оценки изменения импульса для случая, когда изменение импульса атома за время одного “толчка” является незначительным. Коэффициенты c_n в (22) зависят от значения функции Бесселя $J_{n-m}(\Omega_{\text{eff}}t_p)$ в выражении (21) для элементов матрицы преобразования. При малом значении аргумента ($\Omega_{\text{eff}}t_p \ll 1$) функцию Бесселя можно аппроксимировать как

$$J_1(\Omega_{\text{eff}}t_p) \approx \frac{1}{2!l!} (\Omega_{\text{eff}}t_p)^l. \quad (23)$$

Оценить увеличение импульса можно, рассматривая случай, когда атом вначале достаточно хорошо локализован ($v_{at} < v_r$). Используя полный набор собственных состояний (complete set), в котором $\langle x|\psi_m\rangle =$

$= (1/\sqrt{2\pi\hbar}) \exp(ipx/\hbar)$, а начальное состояние $|\psi_0\rangle = |p=0\rangle$, видим, что вероятность заселения соседнего состояния $|\psi_1\rangle = |p=\hbar k\rangle$ равна

$$P = |J_1(\Omega_{\text{eff}}t_p)|^2 \approx \frac{1}{4}(\Omega_{\text{eff}}t_p)^2. \quad (24)$$

Когда вероятность заселения соседнего состояния после действия N -лазерных импульсов становится порядка единицы, можно считать, что атом полностью нелокализован. Отсюда получаем оценку на время жизни атома в ловушке:

$$t_{\text{trap}} \approx \frac{T}{t_p^2} \frac{\delta^2}{\Omega_R^4}. \quad (25)$$

При параметрах лазерного импульса $t_p = 3.5 \cdot 10^{-15}$ с, $\Omega_R = 2\pi\alpha 5 \cdot 10^{11}$ с $^{-1}$, $\delta = 2\pi \cdot 10^{14}$ с $^{-1}$ время жизни атома $t_{\text{trap}} \sim 2.5 \cdot 10^3/\alpha^4$ (с), что для случая $\alpha \leq 1$ существенно больше времени жизни атома из-за спонтанных распадов.

Работа выполнена при частичной поддержке проектов INTAS "INFO 00-479", CRDF RU-P1-2572-TR-04. Автор выражает благодарность Н. Takuma, П. Н. Мелентьеву за полезное обсуждение результатов работы.

1. W. D. Phillips, Rev. Mod. Phys. **70**, 721 (1998).
2. S. Chu, Rev. Mod. Phys. **70**, 685 (1998).
3. C. N. Cohen-Tannoudji, Rev. Mod. Phys. **70**, 707 (1998).
4. C. S. Adams and E. Riis, Prog. Quant. Electr. **21**, 1 (1997).
5. R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. B. Ovchinnikov, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42**, 95 (2000).
6. V. I. Balykin, V. G. Minogin, and V. S. Letokhov, Rep. Prog. Phys. **63**, 1429 (2000).
7. H. Karori, T. Ido, and M. Kawata-Gonokami, J. Phys. Soc. Jpn. **68**, 2479 (1999).
8. H. Karori, M. Takamoto, V. G. Palchikov, and V. D. Ovsiannikov, Phys. Rev. Lett. **91**, 173005 (2003).
9. B. V. Chirikov, Phys. Rep. **52**, 265 (1965).
10. M. G. Raizen, Adv. Mol. Opt. Phys. **41**, 43 (1999).
11. T. Brabec and F. Krausz, Rev. Mod. Phys. **72**, 545 (2000).
12. J. Chang and J. Zhou, Phys. Rev. **A67**, 041404(R) (2003).
13. R. Graham, M. Schlautmann, and P. Zoller, Phys. Rev. **A45**, R19 (1992).
14. R. Netz, T. Feurer, G. Robert, and R. Sauerbreg, Phys. Rev. **A65**, 043406 (2002).
15. P. W. Milloni, J. P. Ackerhalt, and M. E. Gossin, Phys. Rev. **A35**, 1714 (1987).