

ИОНИЗАЦИЯ И СТАБИЛИЗАЦИЯ ТРЕХМЕРНОЙ СИСТЕМЫ С ПОТЕНЦИАЛОМ КОНЕЧНОГО РАДИУСА ДЕЙСТВИЯ В СИЛЬНОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ

Е. А. Волкова, А. М. Попов, О. В. Тихонова*

*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 мая 2001 г.

Методом прямого численного интегрирования нестационарного уравнения Шредингера исследуется взаимодействие трехмерной атомной системы с потенциалом конечного радиуса действия с интенсивным лазерным излучением. На основе проведенных расчетов обнаружен режим стабилизации, который интерпретируется как результат формирования атома Крамерса–Хеннебергера, характеризующего систему в присутствии сильного поля. Исследована динамика энергетических спектров фотоэлектронов с ростом лазерного поля и проанализированы условия, при которых фотоотрыв электрона происходит из связанного состояния потенциала Крамерса–Хеннебергера. Полученные данные позволили выявить особенности процесса стабилизации трехмерной системы с потенциалом конечного радиуса действия по сравнению с аналогичным процессом в случае системы с дальнедействующим (кулоновским) потенциалом.

PACS: 33.80.-b, 33.90.+h

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из интересных аспектов теории взаимодействия атомных и молекулярных систем с сильным лазерным полем является существенная перестройка спектра исходной атомной системы и возникновение качественно нового объекта: «атома, одетого полем». Для исследования свойств этого объекта развит ряд аналитических и численных подходов, большая часть которых основывается на анализе явления в терминах квазиэнергий и квазиэнергетических волновых функций [1–4], а также на концепции состояний «одетого атома» [5, 6]. Одним из свойств, проявляемых квантовыми системами, взаимодействующими с мощным лазерным излучением, является стабилизация относительно ионизации. Режим стабилизации проявляется в том, что скорость ионизации системы, или вероятность ионизации за импульс, не возрастает или даже уменьшается с ростом лазерной интенсивности, начиная с некоторого порогового значения. В настоящее время

наиболее часто обсуждаются в литературе две модели (два механизма) стабилизации: интерференционная стабилизация ридберговских атомов [7] и адиабатическая стабилизация (Крамерса–Хеннебергера) [8, 9]. Последняя основана на трансформации атома в присутствии сильного поля в атом Крамерса–Хеннебергера (КХ), устойчивость которого по отношению к ионизации возрастает с увеличением лазерной интенсивности. Стабилизация исходной атомной системы непосредственно связана со стабилизацией атома КХ и обусловлена адиабатическим «перетеканием» части населенности невозмущенных атомных состояний в соответствующие состояния КХ и обратно на фронтах лазерного импульса.

В случае одномерных систем реальность существования потенциала КХ доказана в компьютерных экспериментах, а особенности его энергетического спектра хорошо изучены в широком диапазоне интенсивностей и частот излучения. В частности, в [10] показано, что при однофотонной ионизации в случае, если энергия кванта $\hbar\omega$ превосходит энергию связи E_b невозмущенного атомного уровня, ис-

*E-mail: popov@mics.msu.su

следование динамики системы в сильном поле физически оправдано проводить в терминах атома КХ и его собственных состояний, особенно в случае значительного различия потенциалов ионизации атома КХ и невозмущенного атома.

Однако в случае трехмерной системы с потенциалом конечного радиуса действия вопросы о целесообразности выбора того или иного базиса, а также о возможности наблюдения режима стабилизации КХ остаются открытыми, поскольку появились работы, ставящие под сомнение саму возможность существования стабилизации. Так, в работе [11] демонстрируется, что число связанных состояний КХ не только не растет с ростом лазерной интенсивности в случае сильных полей, но может и уменьшаться, что приведет вообще к отсутствию связанных состояний в потенциале КХ, а значит, возможность стабилизации КХ будет исключена. Однако, по нашему мнению, скорость появления (или исчезновения) связанных состояний в потенциале КХ зависит от параметров атомного потенциала. Поэтому более общим будет утверждение о том, что в трехмерном случае число связанных состояний КХ с ростом поля растет гораздо медленнее, чем в одномерном случае.

С другой стороны, в работе [12] ионизация трехмерной системы с δ -потенциалом исследовалась аналитически. Было показано, что немонотонности в зависимости скорости ионизации от лазерной интенсивности объясняются «закрыванием каналов» ионизации вследствие штарковского сдвига энергии исходного уровня и границы континуума. Режим стабилизации КХ обнаружен не был. Однако до конца невыясненным остается вопрос о пределах применимости используемого метода в широком диапазоне рассмотренных частот и интенсивностей лазерного излучения. Кроме того, отметим, что δ -потенциал характеризуется нулевым радиусом действия и поэтому является выделенным среди всех короткодействующих потенциалов, поскольку пороговая интенсивность для надбарьерной ионизации оказывается бесконечно большой:

$$P_{BSI} \rightarrow \infty.$$

Целью данной работы является исследование взаимодействия трехмерной атомной системы с потенциалом конечного радиуса действия с интенсивным лазерным излучением методом прямого численного интегрирования нестационарного уравнения Шредингера. На основе проведенных расчетов была получена зависимость вероятности ионизации от лазерной интенсивности для различных энергий

кванта и проанализировано возникновение режима стабилизации. Кроме того, была изучена зависимость энергии фотоэлектронов от интенсивности лазерного излучения. Полученные данные позволили проследить изменение энергетического спектра «одетого атома» с ростом поля и определить условия, при которых ионизация происходит из связанных состояний потенциала КХ. Формирование атома Крамерса–Хеннебергера приводит к нарушению первоначальной сферической симметрии исходного потенциала, что проявляется в преимущественном вылете фотоэлектронов в сильном поле в направлении, перпендикулярном напряженности электрического поля.

2. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

В расчетах исследовалась динамика ионизации модельной системы с центрально-симметричным потенциалом конечного радиуса действия:

$$V(r) = -\frac{1}{\sqrt{a^2 + r^2}} \exp(-\lambda r), \quad (1)$$

где $a = 0.5a_0$ и $\lambda = 0.6 \text{ \AA}^{-1}$. Характерная ширина такого потенциала $a_{at} \approx 1.5 \text{ \AA} \approx 3 \text{ а.е.}$, и в нем существует единственное связанное стационарное s -состояние с энергией $E_b \approx -3.73 \text{ эВ}$ и волновой функцией $\varphi_b(r)$. Поскольку в линейно поляризованном поле магнитное квантовое число сохраняется, в рассматриваемом случае волновая функция системы зависит лишь от двух пространственных координат, а в цилиндрических координатах (ось z направлена вдоль вектора электрического поля) удовлетворяет уравнению

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \psi}{\partial \rho} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) + V(\rho, z) \psi(\rho, z, t) + z \varepsilon(t) \cos(\omega t) \psi(\rho, z, t), \quad (2)$$

где $\varepsilon(t)$ — огибающая лазерного импульса, ω — частота излучения.

Расчеты динамики ионизации проводились для излучения с энергией кванта $\hbar\omega = 4\text{--}10 \text{ эВ}$ и в широком диапазоне интенсивностей для каждого значения частоты. Огибающая импульса выбиралась трапецеидальной формы со сглаженными фронтами длительностью $\tau_f = 5T_\omega$ и плато $\tau_{pl} = 10T_\omega$ (T_ω — длительность оптического цикла):

$$\varepsilon(t) = \begin{cases} \varepsilon_0 \sin^2 \frac{\pi t}{2\tau_f}, & t \leq \tau_f, \\ \varepsilon_0, & \tau_f \leq t \leq \tau_f + \tau_{pl}, \\ \varepsilon_0 \sin^2 \frac{\pi [t - (2\tau_f + \tau_{pl})]}{2\tau_f}, & \tau_f + \tau_{pl} \leq t \leq 2\tau_f + \tau_{pl}. \end{cases} \quad (3)$$

Интегрирование нестационарного уравнения Шредингера проводилось на неравномерной двумерной сетке в координатах (ρ, z) с количеством узлов 960×480 .

Найденная из (2) волновая функция системы позволяет вычислять населенность исходного состояния W_b в любой момент времени:

$$W_b = |C_1(t)|^2, \quad (4)$$

$$C_1(t) = \int \psi(\rho, z, t) \varphi_b(\rho, z) 2\pi \rho d\rho dz,$$

вероятность ионизации системы

$$W_i = 1 - W_b,$$

а также описывающую пакет в континууме волновую функцию

$$\psi_c(\rho, z, t) = \psi(\rho, z, t) - C_1(t) \varphi_b(\rho, z) \exp(-iE_b t). \quad (5)$$

С использованием функции $\psi_c(\rho, z, t)$ было получено импульсное распределение $W(\mathbf{k})$ для электрона в континууме:

$$W(\mathbf{k}) = |\tilde{\psi}_c(\mathbf{k})|^2, \quad (6)$$

где

$$\tilde{\psi}_c(\mathbf{k}) = \int \psi_c(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d^3r. \quad (7)$$

Для конкретного значения угла вылета электронов по отношению к вектору поляризации электрического поля $\theta_{\varepsilon k}$ из (7) получаем

$$\tilde{\psi}_c(k, \theta_{\varepsilon k}) = 2\pi \int \psi_c(\rho, z) J_0(k\rho \sin \theta_{\varepsilon k}) \times \exp(-ikz \cos \theta_{\varepsilon k}) \rho d\rho dz. \quad (8)$$

В частности, для углов $\theta_{\varepsilon k} = 0$ и $\theta_{\varepsilon k} = \pi/2$ получаем

$$\tilde{\psi}_c(k, \theta_{\varepsilon k} = 0) = 2\pi \int \psi_c(\rho, z) \exp(-ikz) \rho d\rho dz, \quad (9)$$

$$\tilde{\psi}_c(k, \theta_{\varepsilon k} = \pi/2) = 2\pi \int \psi_c(\rho, z) J_0(k\rho) \rho d\rho dz. \quad (10)$$

Поскольку после окончания лазерного импульса волновой пакет в континууме локализован вне области действия потенциала, импульсное распределение электронов легко может быть пересчитано в энергетическое:

$$W(E, \theta_{\varepsilon k}) dE = W(k, \theta_{\varepsilon k}) k^2 dk. \quad (11)$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Большие энергии кванта поля

Поскольку стабилизация КХ традиционно исследовалась при высоких частотах лазерного излучения, наиболее важным представляется случай, когда энергия кванта существенно превышает энергию связи исходного состояния. На рис. 1 представлена остаточная вероятность нахождения системы в связанном состоянии в зависимости от интенсивности воздействующего лазерного излучения в случае $\hbar\omega = 10$ эВ, вычисленная по формуле (4) в момент времени, соответствующий окончанию лазерного импульса. Полученные данные свидетельствуют о наличии режима стабилизации в диапазоне интенсивностей $(2-30) \cdot 10^{15}$ Вт/см², причем максимальное значение остаточной населенности в режиме стабилизации составляет порядка 10%. Анализ положения первого пика в спектре фотоэлектронов свидетельствует о его монотонном сдвиге в область больших энергий с ростом интенсивности поля (рис. 2). Это означает, что в присутствии поля исходный уровень сдвигается по энергии вверх, причем этот сдвиг превышает величину сдвига границы континуума. Таким образом, с ростом амплитуды поля отрыв электрона происходит из все более слабо связанного состояния, и это состояние является одним из состояний атома КХ, характеризующего атом в поле. (Заметим, что для всех рассматриваемых интенсивностей в потенциале КХ существует единственное связанное состояние, характеризующееся положительной четностью, которое может быть заселено в процессе включения импульса.)

Для доказательства формирования в поле атома КХ была рассчитана энергия фотоэлектрона в предположении его ионизации из потенциала КХ для различных значений лазерной интенсивности. Полученные результаты также представлены на рис. 2 (сплошная кривая) и демонстрируют хорошее совпадение с энергиями электрона, найденными при анализе энергетических спектров, в пределах ошибки

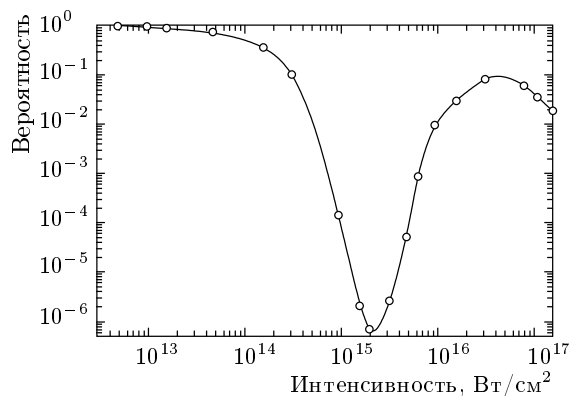


Рис. 1. Вероятность неионизации системы по окончании лазерного импульса как функция лазерной интенсивности для энергии кванта $\hbar\omega = 10$ эВ

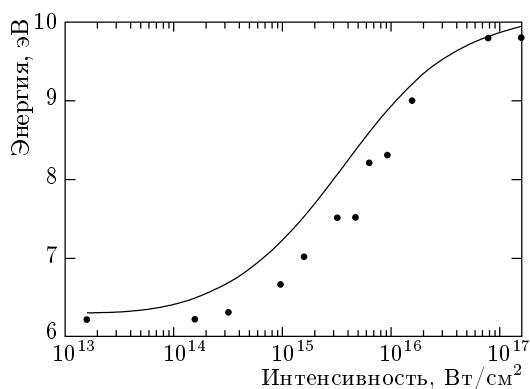


Рис. 2. Зависимость энергии первого пика в спектре фотоэлектронов от лазерной интенсивности, полученная из численных расчетов (точки) и в предположении фотоотрыва электрона из потенциала КХ (сплошная кривая)

определения положения пиков. Это позволяет сделать вывод о том, что динамику атомной системы в поле волны предпочтительнее исследовать в терминах собственных состояний потенциала КХ, атом в поле является атомом КХ, а обнаруженная стабилизация является стабилизацией КХ.

На рис. 3 представлена временная зависимость квадрата модуля проекции искомой волновой функции на связанное состояние КХ, соответствующее интенсивности на «плато» лазерного импульса для различных значений интенсивности. Указанная величина характеризует часть населенности, которая оказывается связанной в потенциале КХ. В слабых полях на «плато» происходит ее распад. С ростом интенсивности вплоть до $2 \cdot 10^{15}$ Вт/см² скорость распада увеличивается, а затем уменьшается, или вовсе

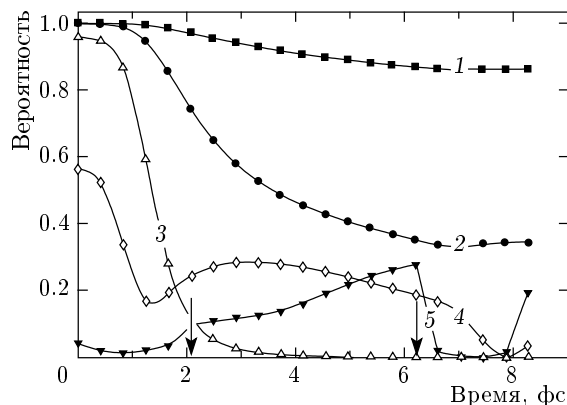


Рис. 3. Временная зависимость квадрата модуля проекции волновой функции $\psi(\rho, z, t)$ на связанное состояние КХ, существующее на «полке» лазерного импульса для значений лазерной интенсивности (Вт/см²): 1 — $1.6 \cdot 10^{13}$, 2 — $1.6 \cdot 10^{14}$, 3 — $1.6 \cdot 10^{15}$, 4 — $1.6 \cdot 10^{16}$, 5 — $9.6 \cdot 10^{16}$. Стрелками отмечены начало и конец «полки» генерации

происходит «дозаселение» состояния КХ на «полке» импульса. Замедлению скорости распада населенности или дозаселению состояния КХ соответствует область стабилизации на кривой $W_b(P)$, поскольку на заднем фронте импульса значительная часть населенности состояний КХ «перетекает» в населенность исходного атомного состояния. Отметим, что порог стабилизации $P_{th} \approx 2 \cdot 10^{15}$ Вт/см² соответствует ситуации, когда характерная величина потенциала КХ $a_e = \varepsilon_0/\omega^2$ оказывается порядка характерного размера атомного потенциала $a_{at} \approx 3$ а.е.

Отметим, что максимальное значение остаточной вероятности в режиме стабилизации составляет приблизительно 10% и соответствует величине $a_e \approx 7$ а.е. Такое небольшое значение вероятности остаться в связанном состоянии для системы объясняется наличием единственного связанного состояния КХ (вплоть до $a_e \approx 12$ а.е.), в котором может быть удержана населенность на «плато» импульса. Такая ситуация сильно отличается от случая одномерных систем, для которых число связанных состояний КХ оказывается существенно больше единицы при $a_e \gg a_{at}$.

На основании всех имеющихся данных можно сделать однозначный вывод о том, что в случае высокой частоты излучения исследуемая атомная система, взаимодействующая с лазерным излучением, представляет собой атом КХ, а наблюдаемая стабилизация легко объясняется в терминах потенциала КХ и его стационарных состояний.

3.2. Энергии кванта, сравнимые с энергией связи исходного состояния

Случай частот, обеспечивающих ионизацию вблизи порога, является наиболее сложным для исследований, как численных, так и аналитических. Специфика ионизации системы при таких значениях энергии кванта в первую очередь проявляется в динамике спектров фотоэлектронов в зависимости от интенсивности лазерного излучения, которая характеризуется следующими особенностями. Во-первых, в области слабых и умеренных полей первый пик в спектре фотоэлектронов с ростом лазерной интенсивности движется в область меньших энергий, так что при определенном значении интенсивности P^* ($P^* \approx 10^{14}$ Вт/см² при значении $\hbar\omega = 5$ эВ, $P^* \approx 3 \cdot 10^{13}$ Вт/см² для $\hbar\omega = 4$ эВ) наблюдается «закрытие канала» и минимально необходимое для ионизации число квантов становится равным двум. Типичный вид энергетического спектра фотоэлектронов представлен на рис. 4а. Зависимость положения первого пика в спектре фотоэлектронов от лазерной интенсивности приведена на рис. 5. Наблюдаемое «закрытие канала» проявляется в виде острого пика на зависимости вероятности неионизации от интенсивности в окрестности значения P^* (рис. 6), что находится в качественном согласии с данными [12] об уменьшении скорости ионизации при изменении порядка многофотонности процесса ионизации. Отметим, что чем меньше частота, тем большее количество раз может происходить изменение порядка многофотонности, однако первое закрытие канала преимущественно является результатом штарковского сдвига исходного атомного уровня, в то время как сдвигом границы континуума можно пренебречь. Еще одной особенностью ионизации в условиях «закрытия канала» является изменение диаграммы угловой направленности вылета фотоэлектронов. Поскольку вследствие штарковского сдвига исходного уровня ионизация стала двухфотонной, конечные состояния в континууме могут характеризоваться значениями орбитального момента $L = 0$ или $L = 2$. Это приводит к увеличению вероятности вылета электрона поперек поля (см. рис. 4б). Наличие перпендикулярного вылета электронов было продемонстрировано и в работе [13] в случае, если число поглощенных фотонов больше двух. Причем для начального $1s$ -состояния поперечный вылет будет проявляться для четных надпороговых пиков.

Отметим, что преимущественный перпендикулярный вылет электронов при достижении доста-

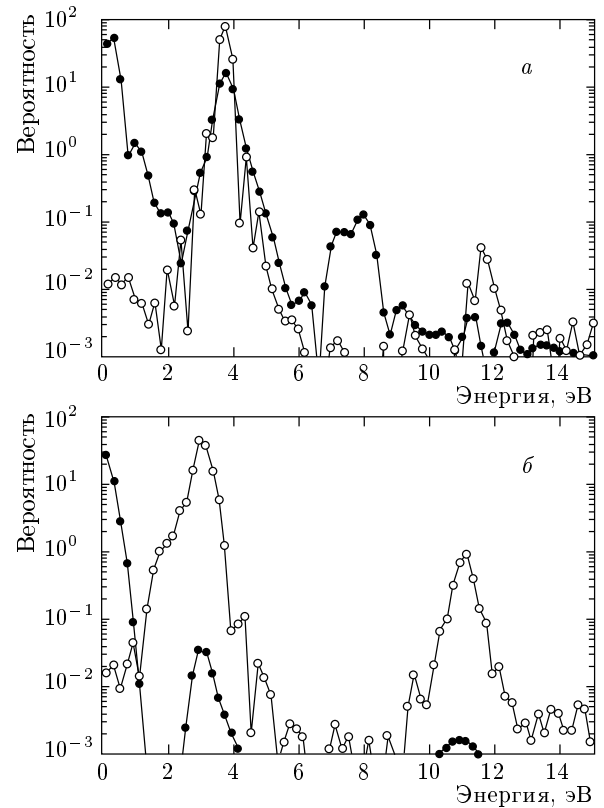


Рис. 4. Энергетический спектр фотоэлектронов, вылетевших вдоль (заполненные кружки) и поперек (полые кружки) направления поляризации электрического поля волны при $\hbar\omega = 4$ эВ и при различных значениях $P = 3 \cdot 10^{13}$ (а), 10^{14} (б) Вт/см²

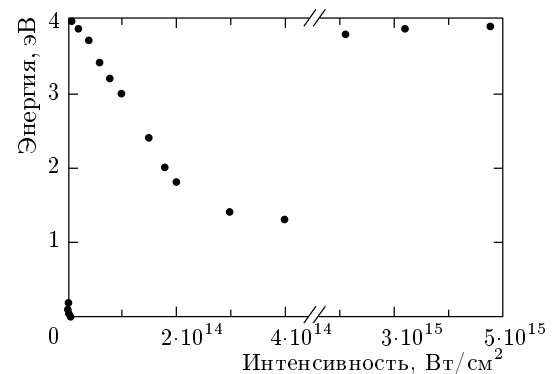


Рис. 5. Зависимость энергии первого пика в спектре фотоэлектронов от лазерной интенсивности для $\hbar\omega = 4$ эВ

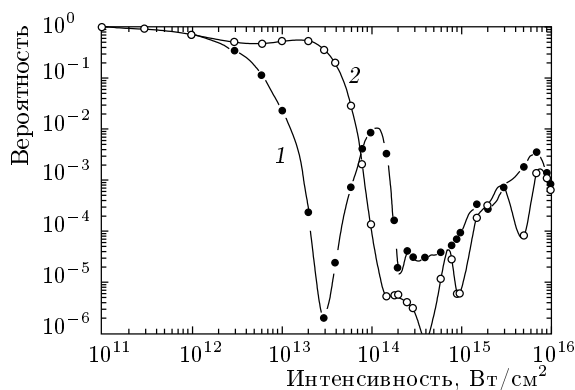


Рис. 6. Вероятность неионизации системы по окончании лазерного импульса как функция лазерной интенсивности для энергии кванта $\hbar\omega = 5$ эВ (1) и $\hbar\omega = 4$ эВ (2)

точно сильных полей наблюдался и для частоты $\hbar\omega = 10$ эВ и, по-видимому, был обусловлен ростом вероятности двухфотонной ионизации по сравнению с однофотонной с увеличением интенсивности излучения.

В сильных полях помимо пиков, характеризующих фотоотрыв электронов от исходного атома (с учетом штарковского сдвига атомного уровня и границы континуума), в спектре фотоэлектронов появляется новая структура пиков. Энергия первого пика в спектре электронов в этом случае оказывается вблизи $\hbar\omega$, что можно трактовать как фотоотрыв электрона из потенциала КХ, в котором существует единственный слабосвязанный уровень практически для всех интенсивностей в исследуемом диапазоне (см. правую часть зависимости на рис. 5). Кроме того, появившаяся новая система пиков сдвигается по энергии вверх с ростом лазерной интенсивности.

Таким образом, энергетические спектры свидетельствуют о наличии двух принципиально различных систем, описывающих атом в присутствии внешнего поля: слабозмущенный атом, характеризующийся в слабых полях штарковским сдвигом и закрытием «каналов», и перестроенный сильным полем атом, представляющий собой, по существу, атом КХ. Кроме того, переход от свободного атома в поле к атому КХ осуществляется в полях, соответствующих надбарьерной ионизации системы ϵ_{BSI} . Аналогичные выводы были получены при анализе ионизации одномерной системы с потенциалом конечного радиуса действия низкочастотным полем [14]: возникновение атома КХ, характеризующего отрицательный ион в сильном поле, имеет место только в полях $\epsilon > \epsilon_{BSI}$.

Следует отметить, что при определении величины ϵ_{BSI} необходимо учитывать сдвиг исходного атомного уровня относительно границы континуума в присутствии лазерного поля. Поэтому значение интенсивности надбарьерной ионизации системы может быть различным для разных частот лазерного излучения. Поскольку стандартный метод определения ϵ_{BSI} [15] в трехмерном случае может оказаться затруднительным, в случае численных расчетов можно использовать критерий совпадения средней квантовой координаты электрона с классической координатой свободного электрона в поле электромагнитной волны. Нами были проведены оценки величины ϵ_{BSI} с учетом сдвига исходного уровня в поле, основанные на исследовании временной динамики средней квантовой координаты при различных значениях интенсивности. Величина P_{BSI} в пределе высоких частот оказалась приблизительно равной $3 \cdot 10^{13}$ Вт/см², в то время как в случае припороговой ионизации ($\hbar\omega = 4$ эВ) величина поля, подавляющего барьер, соответствует гораздо большим интенсивностям и составила $P_{BSI} \approx 3 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Поэтому при $\hbar\omega = 10$ эВ ионизация практически во всем диапазоне интенсивностей является надбарьерной, а «одетый» атом по сути является атомом КХ. Причиной значительного увеличения P_{BSI} в случае $\hbar\omega \geq I_i$ (здесь $I_i = -E_b$) является значительный сдвиг исходного уровня вниз относительно границы континуума, в отличие от высокочастотного режима.

На рис. 7 представлена временная динамика средней по квантовому состоянию координаты электрона для двух значений лазерной интенсивности. Нетрудно видеть, что в случае слабых полей (рис. 7а) электрон еще продолжает «чувствовать» потенциал, и его движение сильно отличается от движения классического свободного электрона в поле волны. Переход к режиму практически свободного в поле волны электрона осуществляется, когда интенсивность соответствует надбарьерной ионизации системы (рис. 7б).

Таким образом, было обнаружено, что режим ионизации КХ имеет место только в полях, для которых $P > P_{BSI}$, а сама величина поля, «подавляющего» барьер, оказывается существенно различной в пределах $\hbar\omega \gg I_i$ и $\hbar\omega \geq I_i$ из-за различной направленности сдвигов исходного атомного уровня в поле волны в указанных предельных случаях. Поэтому переход к атому КХ для $\hbar\omega \geq I_i$ происходит в области достаточно сильных полей.

Отметим также, что возникновение новой структуры в спектре, соответствующей ионизации из по-

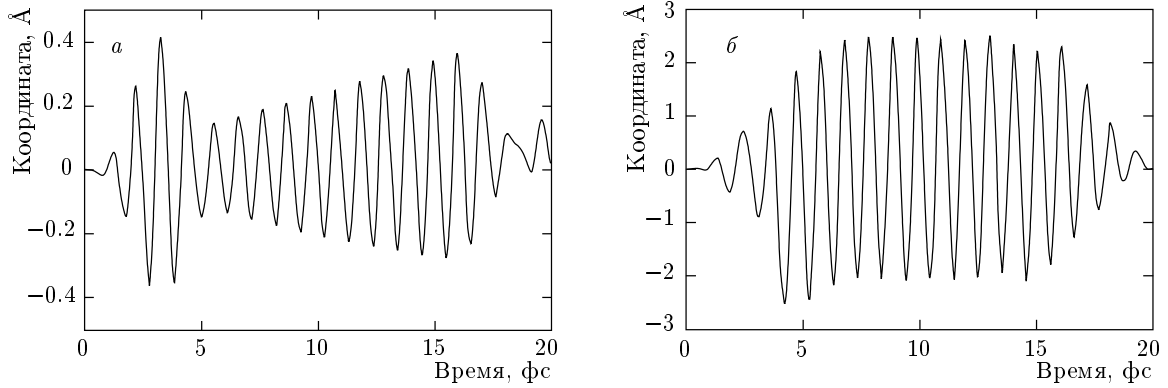


Рис. 7. Зависимость от времени средней по квантовому состоянию координаты электрона в процессе лазерного воздействия для $\hbar\omega = 4$ эВ. Интенсивности излучения $P = 3 \cdot 10^{13}$ (а), $3 \cdot 10^{14}$ (б) Вт/см²

тенциала КХ, обнаруживается при таких интенсивностях, при которых зависимость W_b характеризуется режимом стабилизации (рис. 6). Хотя наблюдаемая стабилизация характеризуется небольшим значением остаточной вероятности неионизации, ее причиной является формирование атома КХ и возрастание устойчивости состояний КХ с ростом поля. Для доказательства этого были проведены специальные расчеты с начальным состоянием, выбранным в форме связанного состояния КХ.

На рис. 8 и 9 представлена эволюция состояния системы, заданного в начальный момент времени в виде стационарного состояния в потенциале КХ в случае прямоугольного импульса, для различных значений лазерной интенсивности. В случае не слишком сильных полей ($P = 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см²) состояние быстро распадается с течением времени, пространственно локализованной остается лишь часть волнового пакета, отвечающая заселенности исходного атомного состояния. Представленные данные свидетельствуют о том, что эволюцию системы «атом + поле» следует характеризовать в терминах состояний невозмущенного гамильтониана, а потенциал КХ и состояния КХ не имеют отношения к физической реальности.

Противоположная ситуация реализуется для случая сильного поля (см. рис. 9). Как видно из представленных данных, с течением времени состояние системы остается близким к начальному. Это свидетельствует в пользу того, что «одетый» атом является атомом КХ, а состояния КХ оказываются предпочтительными для описания динамики системы.

Аналогично высокочастотному случаю порог стабилизации P_{th} соответствует значениям $a_e \sim a_{at}$

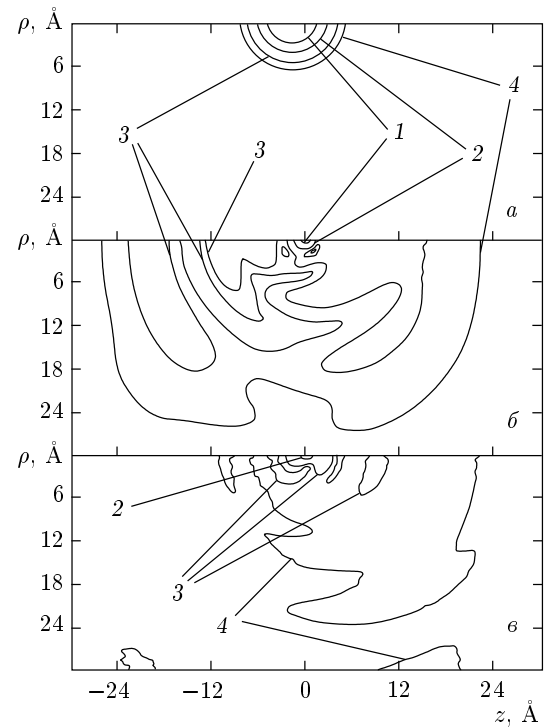


Рис. 8. Распределение электронной плотности в различные моменты времени от начала лазерного импульса прямоугольной формы в случае $\hbar\omega = 5$ эВ и $P = 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см². В начальный момент времени система находится в стационарном состоянии потенциала КХ. Моменты времени: $t = 0$ (а), $3T_\omega$ (б), $5T_\omega$ (в) (T_ω — длительность оптического цикла). Линии уровня соответствуют значениям 0.01 (1), 10^{-3} (2), 10^{-4} (3), 10^{-5} (4)

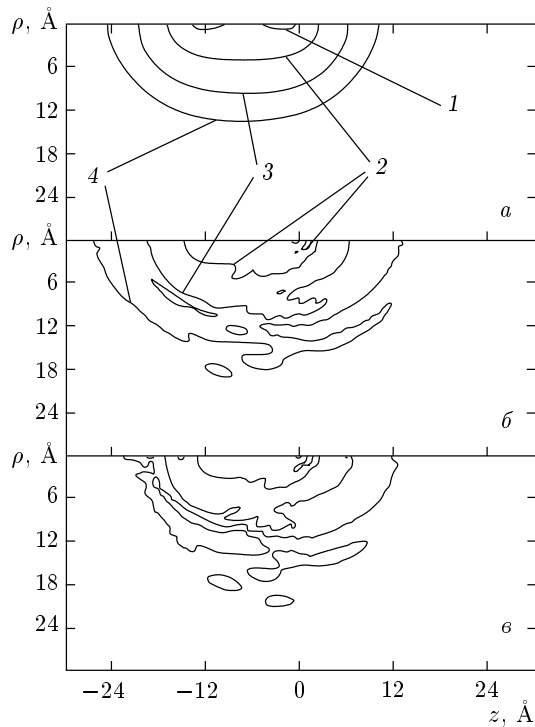


Рис. 9. То же, что на рис. 8. Интенсивность излучения $P = 7 \cdot 10^{15}$ Вт/см². Моменты времени: $t = 0$ (а), $5T_w$ (б), $10T_w$ (в)

($a_e \approx 4$ а.е. для $\hbar\omega = 4$ эВ и $a_e \approx 2.5$ а.е. для $\hbar\omega = 5$ эВ), а сама стабилизация связана с повышением устойчивости связанных состояний КХ при $P \geq P_{th}$.

Аналогичный вывод был сделан и при анализе ионизации одномерной системы [10, 14], однако в трехмерном случае остаточная вероятность нахождения системы в связанном состоянии в режиме стабилизации оказывается весьма небольшой и не превышает 1% для $\hbar\omega = 4$ и 5 эВ. Причиной этого является крайне медленный рост с увеличением интенсивности числа связанных состояний в потенциале КХ в трехмерном случае по сравнению с аналогичной одномерной системой. Так, например, при $a_e = 18$ а.е. в нашем случае только появляется второе четное состояние КХ, в то время как для одномерной системы в аналогичном случае число четных связанных состояний КХ оказывается порядка 10^1 . Это приводит к существенно более низкому значе-

нию остаточной населенности в трехмерных системах в режиме стабилизации.

Срыв стабилизации, вызванный исчезновением связанных состояний в трехмерном потенциале КХ, исследовался в [11]. По нашему мнению, скорость нарастания (или исчезновения) числа связанных состояний КХ определяется параметрами исследуемого короткодействующего потенциала.

3.3. Скорость ионизации системы и дипольный матричный элемент перехода в континуум в зависимости от энергии кванта

Результаты, представленные в предыдущих разделах, свидетельствуют о различии динамики системы в двух предельных случаях: $\hbar\omega \gg I_i$ и $\hbar\omega \geq I_i$. Хотя в обоих случаях ионизация является однофотонной, характерные черты атома КХ для припороговых частот излучения проявляются лишь в области достаточно сильных полей из-за высокого порогового значения интенсивности надбарьерной ионизации системы, обусловленного заметным сдвигом исходного уровня «вниз» по отношению к границе континуума.

Различие направленностей сдвигов энергии пика в спектре фотоэлектронов с интенсивностью в области не слишком сильных полей для низких и высоких частот можно качественно объяснить в рамках теории возмущений. Сдвиг энергии исходного уровня в поле волны определяется как

$$\Delta E = -\frac{1}{4}\alpha\epsilon_0^2, \tag{12}$$

а поляризуемость α системы с единственным связанным состоянием во втором порядке теории возмущений может быть представлена в виде

$$\alpha = \int_0^\infty |z_{1E}|^2 \frac{2(E - E_b)}{(E - E_b)^2 - (\hbar\omega)^2} dE, \tag{13}$$

где z_{1E} — дипольный матричный элемент перехода в континуум с учетом угловой части, E_b — энергия основного состояния. Знак поляризуемости определяет направление сдвига энергии уровня в поле волны, этот знак может быть различным только вследствие немонотонной зависимости матричного элемента z_{1E} от энергии электрона в континууме. Действительно, если в окрестности полюса $E = E_b + \hbar\omega$ величина $d\alpha/dE$ положительна, то больший вклад в интеграл (13) даст область, для которой $\alpha > 0$, а следовательно, штарковский сдвиг уровня будет отрицательным. В противоположном случае $d\alpha/dE < 0$

¹⁾ Отметим, что нечетные состояния КХ не играют существенной роли для режима стабилизации, поскольку практически не заселяются в процессе включения лазерного импульса.

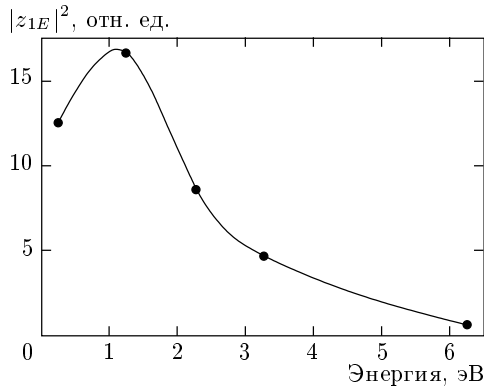


Рис. 10. Зависимость квадрата модуля дипольного матричного элемента $|z_{1E}|^2$ от энергии конечного состояния в континууме

получим $\alpha < 0$ и энергия уровня будет возрастать. Для определения величины $|z_{1E}|^2$ были проведены расчеты вероятности заселения исходного уровня от времени в диапазоне интенсивностей, соответствующих области применимости теории возмущений. Было получено, что на «полке» генерации эта зависимость является экспоненциальной,

$$W_b \propto \exp(-\Gamma_i t), \tag{14}$$

а следовательно, параметр Γ_i определяет ионизационную ширину состояния²⁾. При этом в относительно слабых полях зависимость ионизационной ширины от интенсивности излучения $\Gamma_i(P)$ оказалась линейной. Используя связь ионизационной ширины с величиной матричного элемента $|z_{1E}|^2$,

$$\Gamma_i = \frac{\pi}{2} |z_{1E}|^2 P, \tag{15}$$

полученную в рамках теории возмущений, мы определили значение величины $|z_{1E}|^2$ для различных частот излучения. Полученная зависимость $|z_{1E}|^2$ от энергии электрона в континууме представлена на рис. 10 и действительно характеризуется увеличением величины $|z_{1E}|^2$ с ростом энергии в припороговой области. Такая зависимость матричного элемента является весьма характерной для отрицательных ионов, одноэлектронная модель которых описывается потенциалом конечного радиуса действия [16].

Таким образом, обнаруженная немонотонная зависимость дипольного матричного элемента от энер-

гии электрона в континууме оказывается ответственной за особенности динамики исходного атомного состояния в поле волны в припороговой области: формирование атома КХ и возникновение режима стабилизации лишь в области высоких интенсивностей излучения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные расчеты, основанные на прямом численном интегрировании нестационарного уравнения Шредингера для системы с потенциалом конечного радиуса действия в поле сильного лазерного излучения, позволяют сделать ряд обобщающих выводов.

Для трехмерной системы, так же, как и для одномерной, существует диапазон параметров лазерного излучения, при которых реализуется режим стабилизации. Причина стабилизации заключается в формировании атома КХ, который характеризует «одетый» атом, и в захвате атомной населенности в связанные состояния КХ, проявляющие все большую устойчивость с ростом поля. Существенное различие в динамике трехмерной и одномерной систем состоит в гораздо более медленном увеличении количества связанных состояний КХ с увеличением интенсивности излучения в трехмерном случае, что приводит к весьма малым значениям остаточной вероятности нахождения системы в связанном состоянии в режиме стабилизации.

Отметим, что порог стабилизации соответствует таким интенсивностям, при которых характерная ширина потенциала КХ оказывается порядка характерной ширины невозмущенного атомного потенциала, а волновая функция стационарного состояния КХ близка к волновой функции невозмущенного атома. Этот факт приводит к возможности объяснения причин стабилизации в терминах состояний невозмущенного атома. Стабилизация обусловлена увеличением вероятности свободно-свободных переходов и интерференцией амплитуд прямой ионизации и процессов с большим порядком многофотонности с промежуточными состояниями в континууме [17].

Полученные результаты позволяют также выявить особенности динамики ионизации систем с потенциалом конечного радиуса действия по сравнению с системами с дальнедействующим (кулоновским) потенциалом. Немонотонная зависимость дипольного матричного элемента z_{1E} от энергии электрона даже в случае однофотонной

²⁾ Отметим, что в области более сильных полей, когда теория возмущений оказывается неприменимой, зависимость $W_b(t)$ оказывается неэкспоненциальной, а ширина Γ_i не может быть введена.

связи с континуумом приводит в случае короткодействующего потенциала к наличию диапазона частот, для которых P_{BSI} лежит в области сильных полей. Поэтому переход от свободного атома к атому КХ и реализация режима КХ ионизации наступает только в достаточно сильном поле.

Авторы выражают благодарность М. В. Федорову за обсуждение постановки задачи и полезные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 00-02-16046, 00-15-96554) и CRDF (проект № RP1-2259).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ja. B. Zel'dovich, *Sov.Phys. Uspekhi* **16**, 427 (1973).
2. N. L. Manakov et al., *Phys. Rep.* **141**, 319 (1986).
3. M. V. Fedorov and A. E. Kazakov, *Progr. in Quant. Electron.* **13**, 1 (1989).
4. R. Bhatt, B. Piraux, and K. Burnett, *Phys. Rev. A* **37**, 98 (1988).
5. R. M. A. Vivirito and P. L. Knight, *J. Phys. B* **28**, 4357 (1995).
6. A. S. Fearnside, R. M. Potvliege, and R. Shakeshaft, *Phys. Rev. A* **51**, 1471 (1995).
7. M. V. Fedorov and A. M. Movsesian, *J. Phys. B* **21**, L155 (1988).
8. M. Gavrilu and J. Kaminski, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 613 (1984).
9. M. Pont and M. Gavrilu, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2362 (1990).
10. A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, *Laser Phys.* **9**, 201 (1999).
11. R. M. Potvliege, *Phys. Rev. A* **62**, 013403 (2000).
12. N. L. Manakov, M. V. Frolov, B. Borca, and A. F. Starace, in *Super-Intense Laser-Atom Phys.*, ed. by B. Piraux and K. Rzazewski, Kluwer Academic, Dordrecht, Boston, London (2001), p. 295.
13. G. F. Gribakin and M. Yu. Kuchiev, *Phys. Rev. A* **55**, 3760 (1997).
14. A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, *J. Phys. B* **32**, 3331 (1999).
15. N. B. Delone and V. P. Krainov, *Multiphoton Processes in Atoms*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1994).
16. Г. Месси, *Отрицательные ионы*, Мир, Москва (1979).
17. A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, *Laser Phys.* **10**, 188 (2000).