

ОСОБЕННОСТИ ИОНИЗАЦИИ ДВУХЭЛЕКТРОННОГО АТОМА В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

О. В. Оводова, А. М. Попов, О. В. Тихонова

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

Поступила в редакцию 7 февраля 1997 г.

В рамках метода Хартри построена одномерная модель атома гелия в сильном поле электромагнитной волны фемтосекундной длительности. Проведено сравнение «точных» расчетов с расчетами, проведенными в рамках приближения «замороженного» и «пассивного» электронов. Обнаружена немонотонная зависимость вероятности одноэлектронной ионизации от интенсивности излучения. Показано, что минимумы ионизации связаны с многофотонными резонансами между различными атомными состояниями, возникающими в результате динамического эффекта Штарка. Высказано предположение, что эффект подавления ионизации в этом случае связан с интерференционной стабилизацией.

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение динамики ионизации атомно-молекулярных систем в интенсивных электромагнитных полях фемтосекундной длительности посвящено большое число работ [1–4]. К настоящему времени экспериментально и теоретически исследованы процессы надпороговой ионизации, многофотонный, туннельный и надбарьерный механизмы ионизации, образование многозарядных ионов в поле лазерного излучения, кулоновский взрыв молекул и другие эффекты. При теоретическом исследовании процесса взаимодействия атомной системы с электромагнитным полем в последние годы все большее значение приобретает метод прямого численного интегрирования для квантовой системы в поле электромагнитной волны [4]. Однако большие вычислительные трудности заставляют, как правило, ограничиваться наиболее простыми одномерными моделями явления. Приближение одномерного атома, лишая возможности исследовать целый ряд физических эффектов, таких как угловое распределение электронов при фотоионизации, эффекты, связанные с поляризацией излучения, и т. п., позволяет тем не менее на качественном уровне понять динамику реальной атомной системы в сильном электромагнитном поле. Качественное совпадение результатов расчетов ионизации одно- и трехмерного атомов водорода было продемонстрировано в [5, 6]. Аналогичные данные для отрицательного иона водорода H^- получены в [7]. Трехмерная модель ионизации многоэлектронного атома (ксенона) в приближении, когда все электроны, кроме одного, являются замороженными, была рассмотрена в [8]. Отметим, что использование для проведения расчетов новейшего суперкомпьютера Cray-T3D позволило точно решить пятимерное уравнение Шредингера, описывающее атом гелия в электромагнитном поле [9], однако в этом случае огромная дополнительная проблема возникает при обработке и интерпретации полученных данных.

Поэтому для описания воздействия электромагнитного излучения на реальные атомные системы в случае сильных полей необходимо построение численных моделей, использующих различные приближения для учета всей совокупности электронов в атоме и их взаимодействия друг с другом и внешним электромагнитным полем в течение лазерного импульса. Значительный интерес представляют появившиеся в последнее время расчеты динамики двухэлектронных одномерных атомных систем, выполненные в различных приближениях [10–12]. Наиболее последовательным подходом к анализу таких систем является интегрирование двухчастичного уравнения Шредингера на двумерной сетке [10, 11]. Точное решение такой задачи также требует больших затрат машинного времени. Поэтому с практической точки зрения оказывается удобным анализ двухэлектронной системы в рамках нестационарных уравнений Хартри–Фока [12]. Как известно, в методе Хартри (Хартри–Фока) полная волновая функция системы $\Psi(x_1, x_2, t)$ представима в виде произведения одночастичных волновых функций $\psi_1(x_1, t)$, $\psi_2(x_2, t)$ каждого из электронов (в методе Хартри–Фока дополнительно требуется симметризация или антисимметризация полной волновой функции относительно перестановки электронов местами). При этом движение каждого из электронов определяется электростатическим потенциалом ядра и усредненным потенциалом, созданным другим электроном. Следует отметить, что количественное различие в результатах расчетов по методам Хартри и Хартри–Фока, по-видимому, невелико, так как значения обменных интегралов, возникающих при учете свойств симметрии волновой функции двух электронов относительно перестановки их местами, малы по сравнению с «обычной» электростатической энергией межэлектронного взаимодействия.

Данная работа посвящена изучению динамики одномерного атома гелия в рамках системы нестационарных уравнений Хартри в диапазоне интенсивностей излучения $P = 10^{-4} \div 0.3$ (здесь и далее используется атомная система единиц), что соответствует условиям одноэлектронной ионизации. Полученные данные сопоставляются с расчетами в приближениях пассивного и «замороженного» электронов. Обнаружена немонотонная зависимость вероятности одноэлектронной ионизации атома и обсуждаются причины такой немонотонности.

2. ОДНОМЕРНАЯ МОДЕЛЬ АТОМА ГЕЛИЯ

Аналогично тому, как сделано в [10], был выбран модельный потенциал взаимодействия электронов с ядром и электронов друг с другом в виде

$$V(x_i) = -\frac{Z}{\sqrt{\alpha^2 + x_i^2}}, \quad i = 1, 2, \quad (1)$$

$$V_{12} = \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + (x_1 - x_2)^2}}, \quad (2)$$

где $Z = 2$ — заряд ядра, x_1, x_2 — координаты первого и второго электронов, α — параметр обрезания (в дальнейшем полагается $\alpha = a_0 = 1$, a_0 — боровский радиус).

Таким образом, стационарные состояния атома могут быть найдены из решения задачи на собственные значения

$$H\Phi(x_1, x_2) = \varepsilon\Phi(x_1, x_2), \quad (3)$$

где

$$H = H_1 + H_2 + V_{12}, \tag{4}$$

$$H_i = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + V(x_i), \quad i = 1, 2, \tag{5}$$

ε — энергия стационарного состояния.

Хорошими приближениями к точному решению задачи (3) являются решения, полученные в рамках метода Хартри или Хартри–Фока. В рамках метода Хартри решение уравнения (3) представляется в виде произведения одночастичных волновых функций,

$$\Phi(x_1, x_2) = \varphi_1(x_1)\varphi_2(x_2), \tag{6}$$

где функции φ_1 и φ_2 удовлетворяют одночастичному уравнению Шредингера с потенциалом, созданным ядром и делокализованным вторым электроном:

$$(H_i + \delta V_i)\varphi_i(x_i) = \varepsilon_i\varphi_i(x_i), \quad i = 1, 2, \tag{7}$$

где

$$\delta V_{12} = \int \frac{|\varphi_{2,1}(x)|^2 dx}{\sqrt{\alpha^2 + (x_{2,1} - x)^2}}, \tag{8}$$

ε_i — энергия i -го электрона; полная энергия $\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$.

В табл. 1 приведены значения энергий электронов различных стационарных состояний $(n, m) \equiv (\varphi_n^{(m)}(x_1), \varphi_m^{(m)}(x_2))$, полученных нами из решения системы уравнений (7). Здесь $\varphi_n^{(m)}(x)$ — волновая функция n -го стационарного состояния одного из электронов при условии, что второй электрон находится на уровне m . Важно заметить, что функции вида $\varphi_n^{(m)}(x)$, $\varphi_n^{(k)}(x)$ ($k \neq m$) не совпадают, хотя и близки друг другу для всех m и k больших единицы. Различие этих функций связано с различием пространственного распределения электростатических потенциалов, создаваемых электроном, находящимся в разных состояниях. В наших расчетах оно оказалось существенным лишь для состояния (1,1).

Таблица 1

Энергетические уровни одномерного атома гелия

Состояние	Расчеты по методу Хартри (данная работа)			Точные расчеты [11]	Приближение гипер- сферических функций [11]
	ε_1	ε_2	$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$	ε	ε
(1,1)	-1.1035	-1.1035	-2.207	-2.238	-2.185
(1,2)	-1.217	-0.500	-1.717	-1.704	-1.725
(1,3)	-1.319	-0.284	-1.603	-1.626	-1.629
(1,4)	-1.369	-0.184	-1.553	-1.567	-1.570
(1,5)	-1.402	-0.125	-1.527	-1.545	-1.542
(1,15)	-1.466	-0.017	-1.483	—	—
(2,2)	-0.512	-0.512	-1.024	-1.045	—
(2,3)	-0.599	-0.267	-0.866	—	—
(2,4)	-0.663	-0.179	-0.842	—	—

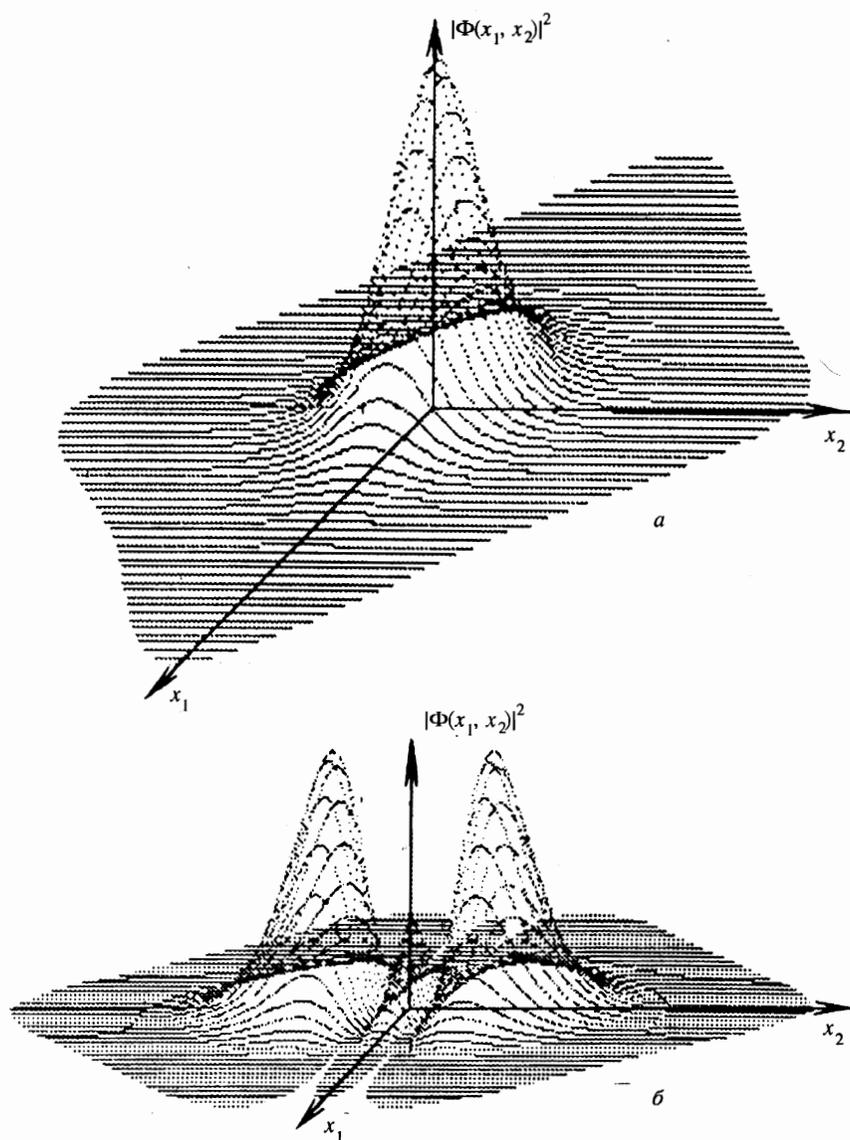


Рис. 1. Распределения плотностей вероятности $|\Phi(x_1, x_2)|^2$ в основном (а) и возбужденном (1,3) (б) состояниях атома He, рассчитанные по методу Хартри

Отметим, что структура спектра одноэлектронных возбужденных состояний $(1, n)$, где $n \geq 2$, аналогична структуре спектра таких состояний в реальном атоме He, к тому же все дважды возбужденные состояния являются автоионизационными. В той же таблице приведены также результаты точного решения уравнения (3) и расчетов в рамках гиперсферического приближения [11]. Как видно, наши данные хорошо согласуются с результатами точных расчетов. В качестве примера на рис. 1 приведены волновые функции основного $(1, 1)$ и одного из возбужденных $(1, 3)$ состояний.

3. АТОМ ГЕЛИЯ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

В дипольном приближении динамика двухэлектронной системы в поле электромагнитной волны описывается уравнением

$$i \frac{\partial}{\partial t} \Psi(x_1, x_2, t) = (H_1 + H_2 + V_{12})\Psi(x_1, x_2, t) - (x_1 + x_2)E(t)\Psi(x_1, x_2, t), \quad (9)$$

где $E(t)$ — электрическое поле волны, а операторы H_1, H_2, V_{12} задаются в виде (4) и (2).

В рамках приближения Хартри для нестационарного уравнения (9) полная волновая функция $\Psi(x_1, x_2, t)$ представима в виде произведения одноэлектронных волновых функций, зависящих от времени:

$$\Psi(x_1, x_2, t) = u(x_1, t)v(x_2, t). \quad (10)$$

Используя вариационный принцип для нестационарного уравнения Шредингера

$$\begin{aligned} \delta J = \langle \delta\Psi | i \frac{\partial}{\partial t} - H_1 - H_2 - V_{12} + (x_1 + x_2)E | \Psi \rangle + \\ + \langle \Psi | i \frac{\partial}{\partial t} - H_1 - H_2 - V_{12} + (x_1 + x_2)E | \delta\Psi \rangle = 0, \end{aligned}$$

получим систему уравнений для одноэлектронных волновых функций u и v :

$$\begin{aligned} i \frac{\partial u}{\partial t} &= (H_1 - x_1 E)u + \langle v | V_{12} | v \rangle u + u\beta_1(t), \\ i \frac{\partial v}{\partial t} &= (H_2 - x_2 E)v + \langle u | V_{12} | u \rangle v + v\beta_2(t), \end{aligned} \quad (11)$$

где β_1 и β_2 зависят только от времени и не являются функциями координат, поэтому приводят лишь к дополнительному изменению фазы одноэлектронных волновых функций. Используя замену

$$\begin{aligned} u(x_1, t) &= \psi_1(x_1, t) \exp \left[-i \int \beta_1(t) dt \right], \\ v(x_2, t) &= \psi_2(x_2, t) \exp \left[-i \int \beta_2(t) dt \right], \end{aligned}$$

получим систему уравнений для новых одноэлектронных волновых функций ψ_1 и ψ_2 , которые описывают движение каждого из электронов в самосогласованном поле, созданным ядром и другим электроном. С учетом поля электромагнитной волны эти уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial t} \psi_1(x_1, t) &= [H_1 + \delta V_1(\psi_2, x_1, t)] \psi_1(x_1, t) - x_1 E(t) \psi_1(x_1, t), \\ i \frac{\partial}{\partial t} \psi_2(x_2, t) &= [H_2 + \delta V_2(\psi_1, x_2, t)] \psi_2(x_2, t) - x_2 E(t) \psi_2(x_2, t), \end{aligned} \quad (12)$$

где $H_{1,2}, \delta V_{1,2}$ задаются в виде (5), (8) соответственно, оператор $-x_i E(t)$ описывает взаимодействие i -го электрона с полем электромагнитной волны.

Следует отметить, что различие между первоначальными (u, v) и новыми (ψ_1, ψ_2) одночастичными волновыми функциями заключается только в фазовом множителе, наличие или отсутствие которого не сказывается на результатах вычисления заселенностей различных состояний и вероятности ионизации, что и является конечным предметом исследований.

Полагалось, что в начальный момент времени система находится в одном из стационарных состояний, рассчитанных также по методу Хартри.

Расчеты проводились для частоты излучения $\omega = 0.18$ (что соответствует частоте излучения эксимерного КгF-лазера) в диапазоне интенсивностей $P = E^2 = 10^{-4} - 0.3$ ($3 \cdot 10^{12} - 10^{16}$ Вт/см²). Электрическое поле изменялось по закону

$$E(t) = \begin{cases} E_0(t/\tau) \cos(\omega t), & t \leq \tau = 2T, \\ E_0 \cos(\omega t), & 2T \leq t \leq 12T, \\ E_0(1 - t/\tau) \cos(\omega t), & 12T \leq t \leq 14T, \end{cases}$$

$T = 2\pi/\omega$ — оптический цикл.

В ряде случаев помимо трапецидальной использовалась еще и гауссова форма импульса:

$$E(t) = E_0 \cos(\omega t) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t - t_0}{\tau} \right)^2 \right],$$

где t_0 — момент достижения максимальной интенсивности излучения.

Расчеты проводились на равномерной пространственной сетке размером $150a_0$ с числом узлов 6000 для каждого электрона по методике, изложенной в [13]. Шаг интегрирования по времени составлял $0.01T$. При вычислении потенциала, в котором движется каждый из электронов, распределение заряда, созданное другим электроном, бралось с предыдущего шага по времени. При изучении приближения «замороженного» электрона полагалось, что волновая функция одного из электронов с точностью до фазы совпадает с волновой функцией начального состояния, так что электростатический потенциал, создаваемый этим электроном в пространстве, не менялся во времени.

При интерпретации результатов расчетов волновая функция атома гелия

$$\Psi(x_1, x_2, t) = \psi_1(x_1, t) \psi_2(x_2, t)$$

разлагалась в ряд по стационарным состояниям исходного атомного гамильтониана $(\varphi_n^{(m)}(x_1) \varphi_m^{(n)}(x_2))$:

$$\Psi(x_1, x_2, t) = \sum_{n,m} C_{nm}(t) \varphi_n^{(m)}(x_1) \varphi_m^{(n)}(x_2) \exp[-i(\varepsilon_n + \varepsilon_m)t]. \quad (13)$$

Формально разложение (13) справедливо для произвольного момента времени t . Однако в течение лазерного импульса коэффициенты C_{nm} имеют смысл амплитуд вероятностей заселения различных атомных состояний лишь в той мере, в какой волновые функции стационарных состояний не искажаются полем электромагнитной волны. При вычислении коэффициентов C_{nm} оказалось, что в диапазоне интенсивностей от 10^{-4} до 0.3 заселяются только одноэлектронные возбужденные состояния, вероятности возбуждения которых определяются выражением

$$W_{1n} = |C_{1n}|^2 = \left| \int \Psi^*(x_1, x_2, t) \varphi_1^{(n)}(x_1) \varphi_n^{(1)}(x_2) dx_1 dx_2 \right|^2. \quad (14)$$

Вероятность обнаружить систему в дважды возбужденных состояниях оказалась пренебрежимо мала. Указанная особенность связана с большой величиной порога возбуждения таких состояний, значительно превышающих порог одноэлектронного континуума.

В расчетах принималось во внимание $N = 15$ различных состояний (1,1)–(1,15), так как в рассматриваемом диапазоне интенсивностей излучения вероятности заселения более высоких состояний пренебрежимо малы. Вероятность ионизации атома W_I определялась по формуле

$$W_I = 1 - \sum_{n=1}^N |C_{1n}|^2. \tag{15}$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

4.1. Анализ применимости приближения «замороженного» электрона

На рис. 2 приведены результаты расчетов вероятностей ионизации атома гелия в зависимости от интенсивности излучения $P = E^2$ для случая, когда до начала лазерного воздействия атом находился в основном состоянии (1,1). Кривая 1 соответствует решению полной системы (12), а 2 — приближению «замороженного» электрона, в рамках которого волновая функция одного из электронов соответствует исходному стационарному состоянию. В этом случае динамика второго (активного) электрона определяется потенциалом, создаваемым ядром, статическим потенциалом «замороженного» электрона и полем электромагнитной волны. Как видно, в области относительно слабых полей приближение «замороженного» электрона дает заниженное значение вероятности ионизации. Это связано с тем, что в модели «замороженного» электрона не учитывается действие поля волны на один из электронов, в результате чего среднее удаление электронов друг от друга оказывается больше, а энергия кулоновского отталкивания — меньше, чем в случае полной модели. Подтверждением вышесказанного является также расчет, когда в одном из уравнений (12) «отключалось» действие электрического поля волны (модель пассивного электрона). При этом волновая функция пассивного электрона изменялась в результате изменения электростатического потенциала, создаваемого активным электроном. Результаты соответствующих расчетов также приведены на рис. 2 (кривая 3). Как видно, модели пассивного и «замороженного» электронов дают практически совпадающие зависимости $W_I(P)$.

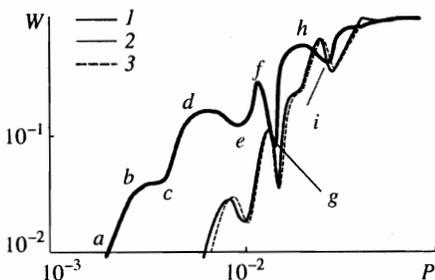


Рис. 2. Зависимость вероятности ионизации атома He, находящегося в начальный момент времени в основном состоянии, от интенсивности излучения: «точный» расчет (1) и приближения «замороженного» (2) и пассивного (3) электронов

В заключение этого пункта отметим, что состояние (1,1) оказалось единственным, для которого приближение «замороженного» электрона оказывается неудовлетворительным. Для состояний (1,2) и (1,3) оказалось, что во всем исследуемом диапазоне интенсивностей погрешность в расчетах вероятности ионизации в рамках модели «замороженного» электрона не превышает величины $\sim 1\%$.

4.2. Немонотонность зависимости вероятности ионизации от интенсивности поля

Существенной особенностью полученной зависимости $W_I(P)$ является ее немонотонность в области интенсивностей далеких от насыщения. Аналогичные максимумы и минимумы на кривой $W_I(P)$ возникают и для других начальных состояний атома (см. рис. 3). Отметим, что подобные немонотонные зависимости наблюдались также в экспериментах (см., например, [14–18]). Эти особенности авторы [14–17] связывают с образованием многофотонных резонансов на промежуточных состояниях, возникающих в результате динамического эффекта Штарка в процессе лазерного воздействия. В достаточно длинных (наносекундных) лазерных импульсах с относительно невысокими интенсивностями излучения $P = 10^9\text{--}10^{11}$ Вт/см² образование резонансов ведет к резкому увеличению скорости заселения возбужденных состояний, что существенно облегчает процесс ионизации атома вследствие понижения порядка многофотонности перехода, связывающего состояния дискретного спектра и континуума.

В [18] при изучении ионизации атомов инертных газов (Ar, Kr, Xe) фемтосекундным импульсом титан-сапфирового лазера с интенсивностью излучения $P = 10^{13}\text{--}10^{15}$ Вт/см² было обнаружено, что вблизи определенных значений интенсивности излучения наблюдается уменьшение выхода ионов по сравнению с нерезонансной зависимостью $W_I \propto P^N$ ($N = [I/\omega] + 1$ — порядок многофотонности процесса, I — потенциал ионизации атома). Это уменьшение скорости ионизации авторы [18] связывают с образованием динамических резонансов в процессе лазерного воздействия и с подавлением ионизации возбужденных атомов. Так, например, при многофотонной ионизации атомов Xe в результате динамического эффекта Штарка возможно резонансное заселение $6f$ -состояния, образующего систему из семи вырожденных энергетических уровней, устойчивых по отношению к ионизации вследствие связи через континуум. В рамках такого механизма уменьшения скорости ионизации следует ожидать большой вероятности заселения состояния $6f$. К сожалению, экспериментальное измерение заселения возбужденных состояний в зависимости от интенсивности излучения в [18] не проводилось.

Мы полагаем, что полученные в наших расчетах и в [18] немонотонные зависимости вероятности ионизации от лазерной интенсивности могут быть объяснены в рамках

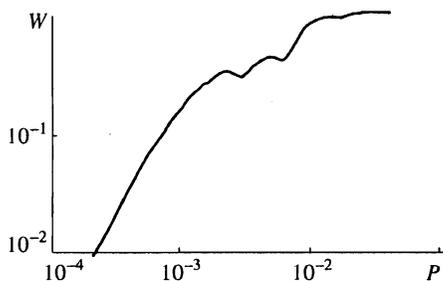


Рис. 3. Зависимость вероятности ионизации атома He, находящегося в начальном момент времени в состоянии (1,2), от интенсивности излучения

одного и того же механизма, который основан на явлении интерференционной стабилизации и подробно обсуждается в [19].

Результаты работы [19] могут быть обобщены на случай многофотонной ионизации атома в сильном поле при наличии резонанса в одном из ридберговских состояний. При этом зависимость вероятности ионизации от частоты характеризуется резкими минимумами для частот близких к резонансному переходу между основным состоянием атома и одним из ридберговских состояний, «перестроенным» в сильном поле. Воздействие сильного поля на высокоэнергетические состояния вызывает переходы λ -типа и приводит к интерференционной стабилизации ридберговских уровней [20]. Наличие перестроенных в сильном поле стабильных ридберговских уровней является причиной резкого уменьшения ионизации в случае резонансного перехода в одно из таких состояний. По-видимому, аналогичная ситуация реализуется в наших расчетах. Так, на участках кривых ab , cd , ef (рис. 2) зависимость вероятности ионизации от интенсивности имеет вид $W \propto P^5$, что соответствует порядку многофотонности процесса. Отклонение от этой зависимости на участках bc , de , fg означает уменьшение скорости ионизации при определенных значениях интенсивности поля. Как будет показано в дальнейшем, каждый минимум вероятности ионизации сопровождается выполнением условия резонанса по отношению к одному из высокоэнергетических одноэлектронных состояний с учетом сдвига уровней за счет динамического эффекта Штарка. Отметим, что реализация механизма [19] возможна в достаточно сильных полях, амплитуда которых удовлетворяет условию

$$E_0/\omega^{5/3} \sim 1. \quad (16)$$

В нашем случае $\omega = 0.18$ и поля с $E_0 \geq 0.01$ удовлетворяют критерию сильного поля (16). Еще одним аргументом в пользу интерференционной стабилизации [19] может являться двухэкспоненциальный характер зависимости населенности атомных состояний от времени при значениях лазерного поля, соответствующих минимумам на кривой ионизации. Динамика заселения различных состояний в течение лазерного воздействия для различных значений интенсивности представлена на рис. 4. При этом кривые на рис. 4а, в соответствуют минимумам e , g на рис. 2, а рис. 4б — максимуму f на рис. 2. Как видно из данных, представленных на рис. 4, для интенсивностей, соответствующих минимумам кривой на рис. 2, ионизация происходит лишь в течение первых четырех циклов оптического поля, а затем практически прекращается. В то же время для интенсивности излучения, соответствующей точке f на рис. 2, ионизация с примерно постоянной скоростью происходит в течение всего лазерного импульса. По нашему мнению, такая особенность временной динамики ионизации свидетельствует в пользу гипотезы интерференционного механизма уменьшения скорости ионизации при интенсивностях, соответствующих точкам c , e , g , i . Оказалось также, что для интенсивностей, соответствующих точкам c , e , g , i на рис. 2, среди высокоэнергетических состояний выделенными по заселенности оказывается состояния (1,3)–(1,5). Во всех случаях величина заселенности этих состояний достигает $\sim 2\text{--}4\%$ и в несколько раз больше заселенностей других возбужденных состояний (1, n) ($n \geq 6$). При этом указанные значения заселенностей достигаются через времена $\sim 4\text{--}5T$ после начала лазерного воздействия. Вышесказанное позволяет предположить, что именно заселение указанных состояний приводит к стабилизации системы для интенсивностей, соответствующих точкам c , e , g , i на рис. 2.

Аналогичная ситуация имеет место и для других начальных состояний, в частности

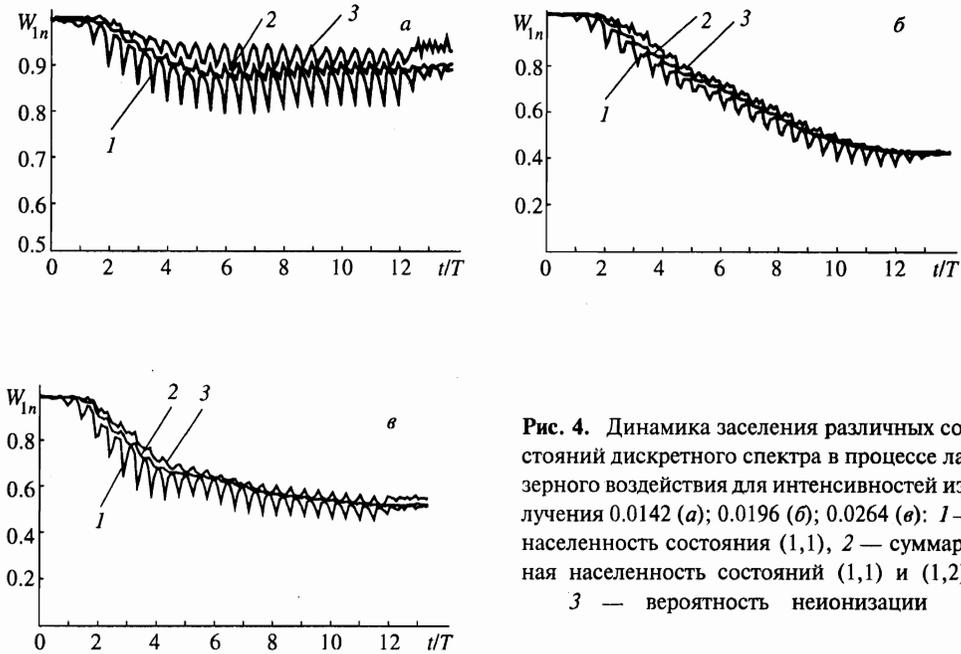


Рис. 4. Динамика заселения различных состояний дискретного спектра в процессе лазерного воздействия для интенсивностей излучения 0.0142 (а); 0.0196 (б); 0.0264 (в): 1 — населенность состояния (1,1), 2 — суммарная населенность состояний (1,1) и (1,2), 3 — вероятность неионизации

(1,2). Ионизация этого состояния является двухфотонной, что соответствует начальному участку зависимости $W_I(P)$ (рис. 3). При значениях интенсивности $\geq 2 \cdot 10^{-3}$ также наблюдается замедление скорости ионизации и возникают немонотонности на кривой $W_I(P)$.

4.3. Оценки положения минимумов на кривой с использованием теории возмущений

Для проверки гипотезы о стабилизационном характере немонотонностей на зависимостях $W_I(P)$ нами были проведены оценки штарковских сдвигов различных состояний. Известно, что величина сдвига n -го стационарного состояния в высокочастотном электрическом поле в низшем порядке теории возмущений описывается соотношением [21]

$$\Delta \varepsilon_n = \frac{1}{4} \sum_{m \neq n} |d_{nm} E|^2 \left(\frac{1}{\omega_{nm} - \omega} + \frac{1}{\omega_{nm} + \omega} \right) = -\frac{1}{4} \alpha_n E^2, \tag{17}$$

где d_{nm} — матричный элемент оператора дипольного момента, ω_{nm} — частота перехода между состояниями с индексами n и m , α_n — поляризуемость атома.

Учитывая в (17) только возбужденные состояния $\varphi_n^{(1)}(x_1)\varphi_1^{(n)}(x_2)$, и близость функций $\varphi_k^{(n)}(x_1)$, $\varphi_m^{(n)}(x_2)$ ($k, m > 1$), для величины d_{nm} получим

$$\begin{aligned} d_{nm} &= \int \varphi_n^{(1)}(x_1)\varphi_1^{(n)}(x_2)(x_1 + x_2)\varphi_m^{(1)}(x_1)\varphi_1^{(m)}(x_2)dx_1dx_2 \simeq \\ &\simeq \int \varphi_n^{(1)}(x_1)x_1\varphi_m^{(1)}(x_1)dx_1. \end{aligned} \tag{18}$$

Таблица 2

Матричные элементы оператора дипольного момента в одномерном атоме гелия

<i>n</i>	<i>m</i> = 1	<i>m</i> = 2	<i>m</i> = 3
2	0.866	—	—
3	0	−1.962	—
4	0.131	0	3.508
5	0	−0.434	0
6	0.0669	0	0.539
7	0	−0.220	0
8	0.0412	0	0.268
9	0	−0.139	0
10	0.0265	0	0.147

Таблица 3

Поляризуемость стационарных состояний одномерного атома He для $\omega = 0.18$

<i>n</i>	1	2	3	4	5
α	3.616	−27.43	0.1432	−7.768	−31.42

Некоторые значения матричных элементов приведены в табл. 2, а значения поляризуемостей α_n для нескольких нижних состояний — в табл. 3. Расчет поляризуемостей мог бы быть более точным, если в (17) учесть также состояния непрерывного спектра. Используя данные, приведенные в табл. 3, мы провели расчеты интенсивностей излучения, при которых наблюдаются многофотонные резонансы между состояниями (1,1) или (1,2) и более высоколежащими состояниями. Возможность выбора не только основного, но и первого возбужденного состояния (1,2) связана с его интенсивным заселением в процессе лазерного воздействия (рис. 4). В табл. 4 даны положения минимумов вероятности ионизации на зависимостях, представленных на рис. 2, а также пары резонансных состояний и соответствующие им кратности резонанса, приводящего к минимуму ионизации. В той же таблице приведены значения отстройки от резонанса с учетом штарковского сдвига атомных уровней, полученные с помощью расчетов по теории возмущений. Для резонансов, соответствующих минимумам *c*, *e*, *g*, величина отстройки не превышает 10% от энергии кванта, для резонанса *i* точность расчетов оказывается хуже и составляет $\approx 20\%$. Отметим, что в этой таблице приведены только переходы, разрешенные в электрическом дипольном приближении. Как видно, наблюдается хорошая корреляция полученных данных, т. е. минимумам на кривой $W_I(P)$ могут быть сопоставлены соответствующие многофотонные резонансы, возникающие в результате динамического эффекта Штарка.

Представленные данные свидетельствуют в пользу того, что физической причиной, ограничивающей скорость ионизации в рассматриваемом случае, является интерфе-

Таблица 4
Значения интенсивностей излучения, при которых наблюдаются
многофотонные резонансы

Номер	Интенсивность	Переход	Кратность резонанса	Отстройка
<i>c</i>	3.6(-3)	(1, 1) → (1, 5)	4	8.1(-4)
<i>e</i>	9.0(-3)	(1, 1) → (1, 2)	3	1.9(-2)
<i>g</i>	1.44(-2)	(1, 2) → (1, 5)	1	4.2(-3)
<i>i</i>	2.56(-2)	(1, 2) → (1, 4)	0	3.8(-2)

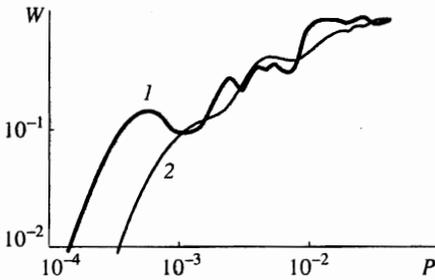


Рис. 5. Зависимость от интенсивности излучения вероятности ионизации состояний (1,3) атома He в лазерном импульсе трапециевидной (1) и гауссовой (2) формы

рентнионная стабилизация когерентно заселяемых возбужденных состояний атома при попадании одного из них в многофотонный резонанс с основным (первым возбужденным) состоянием в соответствии с механизмом, предложенным в [19]. При этом особый интерес вызывает резонанс *i* ($P = 0.0256$), связанный, по-видимому, с перекрытием уровней (1,2) и (1,4). В этом случае механизм подавления ионизации, предложенный Федоровым с сотр. в [20] для объяснения стабилизации ридберговских атомов, полностью соответствует рассматриваемой картине явления, однако в отличие от [20], здесь состояния (1,2) и (1,4) связаны с континуумом двухфотонными переходами.

Отметим, что положение резонансов в области интенсивностей $P \geq 0.1$ не может быть рассчитано по теории возмущений с помощью (17), поскольку в этом случае разность сдвигов атомных уровней оказывается больше расстояния между ними. С этим обстоятельством, в частности, связано большое значение отстройки, полученное для резонанса *i*.

Возникновение резонансов проявляется в виде немонотонности зависимости $W_I(P)$ и в случае импульса гауссовой формы (рис. 5). В этом случае немонотонные участки сглаживаются (по сравнению с трапециевидным импульсом) и возникает волнистая кривая, подобная экспериментальной кривой из [18]. Следует иметь в виду, что в условиях эксперимента [18] происходило сглаживание кривой еще и в результате интегрирования наблюдаемого сигнала по пространственному распределению интенсивности в фокальном объеме, которое также имело гауссов профиль. Поэтому мы полагаем, что реальный вид зависимости скорости ионизации от интенсивности в экспериментах [18] носит немонотонный характер, причем эти немонотонности объясняются в рамках подхода, описанного в [19].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе на основе нестационарных уравнений Хартри построена одномерная модель двухэлектронного атома в сильном световом поле. Показано, что для всех состояний, кроме основного, в области одноэлектронной ионизации воздействием светового поля на внутренний электрон можно пренебречь. Для основного состояния модель «замороженного» электрона приводит к заниженным значениям скорости ионизации, особенно для невысоких интенсивностей. Обнаружен немотонный характер зависимостей вероятности ионизации от интенсивности излучения $W_I(P)$, связанный с резонансами между различными состояниями дискретного спектра, возникающими в результате динамического эффекта Штарка. Высказано предположение, что минимумы на кривых $W_I(P)$ объясняются в рамках интерференционного механизма стабилизации атомов.

Авторы выражают благодарность М. В. Федорову за обсуждение результатов работы и ценные замечания.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 96-02-19286).

Литература

1. Н. Б. Делоне, М. В. Федоров, УФН **158**, 215 (1989).
2. М. В. Федоров, *Электрон в сильном световом поле*, Наука, Москва (1991).
3. N. B. Delone and V. P. Krainov, *Multiphoton Processes in Atoms*, Springer-Verlag, New York, Berlin (1993).
4. E. A. Volkova and A. M. Popov, *Laser Phys.* **5**, 1065 (1995).
5. Q. Su, J. H. Eberly, and J. Javanainen, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 862 (1990).
6. K. C. Kulander, K. J. Schafer, and J. L. Krause, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2601 (1991).
7. A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, *Laser Phys.* **5**, 1029 (1995); **5**, 1184 (1995).
8. K. C. Kulander, *Phys. Rev. A* **38**, 788 (1988).
9. K. T. Taylor, J. S. Parker, D. Dundas, and E. Smyth, in *Proc. VII Int. Conf. On Multiphoton Processes (ICOMP-VII), Book of Abstracts, Garmisch-Partenkirchen, Germany* (1996). J. Parker, K. T. Taylor, C. W. Clark, and S. Blodgett-Ford, *J. Phys. B* **29**, L33 (1996).
10. R. Grobe and J. H. Eberly, *Phys. Rev. A* **48**, 4664 (1993).
11. A. I. Artemiev, R. Grobe, and J. H. Eberly, in *Proc. SILAP-IV*, ed. by H. G. Muller, M. V. Fedorov, Kluwer Academ. Publ. (1996), p. 285.
12. M. S. Pindzola, D. C. Griffin, and C. Bottcher, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2305 (1991). M. S. Pindzola, P. Gavras, and T. W. Gorczyca, *Phys. Rev. A* **51**, 3999 (1995).
13. С. Кунин, *Вычислительная физика*, Мир, Москва (1992).
14. Д. Т. Алимов, Н. Б. Делоне, ЖЭТФ **70**, 29 (1976).
15. J. Morellec, D. Normand, and G. Petite, *Phys. Rev. A* **14**, 300 (1976).
16. G. Mainfray and C. Manus, *Appl. Opt.* **19**, 3934 (1980).
17. Н. Б. Делоне, М. В. Федоров, Труды ФИАН **115**, 42 (1980).
18. S. L. Chin, A. Talebpour, Y. Liang, S. Augst, and C. Y. Chien, in *Proc. SILAP-IV*, ed. by H. G. Muller, M. V. Fedorov, Kluwer Academ. Publ. (1996), p. 337. A. Talebpour, C.-Y. Chien, and S. L. Chin, submitted to *J. Phys. B* (1997).
19. Ю. В. Дубровский, М. Ю. Иванов, М. В. Федоров, ЖЭТФ **99**, 411 (1991).
20. M. V. Fedorov and A. M. Movsesian, *J. Phys. B* **21**, L155 (1988). M. V. Fedorov, *Laser Phys.* **3**, 219 (1993).
21. А. С. Давыдов, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1973).