

# АТОМ В ЛАЗЕРНОМ ИМПУЛЬСЕ ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ: ЭФФЕКТ СТАБИЛИЗАЦИИ И ПРИБЛИЖЕНИЕ СИЛЬНОГО ПОЛЯ

*Е. А. Волкова<sup>a</sup>, А. М. Попов<sup>a\*</sup>, М. А. Тихонов<sup>b</sup>, О. В. Тихонова<sup>a</sup>*

<sup>a</sup> *Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобелевца,  
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119992, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119992, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 21 марта 2007 г.

Проведено сопоставление прямых численных расчетов динамики однофотонной ионизации атома водорода с данными, полученными в рамках приближения сильного поля (strong-field approximation, SFA). Анализ показывает, что модель SFA правильно определяет диапазон интенсивностей электромагнитного поля, при достижении которых наблюдается отклонение от режима, описываемого в рамках теории возмущений, в том числе возникает эффект уменьшения скорости ионизации атома с увеличением интенсивности. Продемонстрировано, что реальная физика процесса ионизации в импульсе высокой интенсивности, однако, существенно отличается от предсказаний приближения сильного поля. Так, анализ угловых распределений вылета и энергетических спектров фотоэлектронов показывает, что в рамках модели SFA особенности ионизации атома в сильном поле определяются в первую очередь эффектом закрытия каналов ионизации, связанным с пондеромоторным сдвигом границы континуума. В то же время результаты прямых численных расчетов динамики ионизации свидетельствуют о формировании в сильном поле атома Крамерса–Хеннебергера, устойчивость которого по отношению к ионизации в сильном поле возрастает.

PACS: 33.80.-b, 33.90.+h

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Работа Келдыша [1] заложила основы нового подхода к проблеме ионизации атомов в сильном поле электромагнитной волны. В этой работе впервые было показано, что многоквантовый фотоэффект и туннельная ионизация в переменном поле являются двумя предельными случаями процесса перехода атомного электрона из начального состояния дискретного спектра в континуум под действием внешнего электромагнитного поля, причем характер процесса перехода определяется параметром адиабатичности (Келдыша)

$$\gamma = \frac{\omega \sqrt{2mI}}{e\varepsilon_0},$$

где  $I$  — атомный потенциал ионизации, а  $\omega$  и  $\varepsilon_0$  — частота и амплитуда напряженности поля электромагнитной волны. При этом случай  $\gamma < 1$  соответствует туннельной ионизации, а  $\gamma > 1$  — многофотонной.

Вскоре после появления работы [1] ее результаты были уточнены в цикле статей [2–4]. Развитая в этих работах теория известна как модель Переломова–Попова–Терентьева (ППТ). Современное состояние проблемы теоретического описания многофотонной ионизации атомов и возможностей модели ППТ (в том числе с учетом влияния кулоновского поля атомного остатка на состояние электрона в континууме) подробно обсуждаются в обзоре [5].

Близкий по смыслу подход для описания процесса ионизации атома в сильном электромагнитном поле, основанный на вычислении матричного эле-

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

мента перехода из начального связанного состояния, принадлежащего дискретному спектру системы, в конечное состояние, описываемое волковской волновой функцией, был развит также в работах [6–8]. Подход, основанный на работах [1, 6–8], обычно называют приближением Келдыша – Файсала – Риса (КФР). В отличие от работы [1], в работах [6–8] конечное выражение для амплитуды вероятности перехода из начального состояния дискретного спектра в состояние континуума во всей области значений параметра Келдыша представляется как бесконечная сумма парциальных амплитуд по числу поглощенных фотонов. Цикл работ, выполненных Рисом [7–9], известен также как приближение сильного поля [1] (strong-field approximation, SFA), при этом в отличие от работы [1], это приближение не использует метод перевала при вычислении матричного элемента перехода из начального атомного состояния в конечное состояние волковского континуума и не ограничено условием  $\hbar\omega/I \ll 1$ , поэтому его можно применять для вычисления вероятности ионизации не только в туннельном, но и в многофотонном режиме (в том числе в случае однофотонной ионизации). В англоязычной литературе модель SFA рассматривается в настоящее время как основной теоретический подход к описанию взаимодействия атомов с сильным лазерным полем.

Вопрос об области применимости различных обобщений модели Келдыша (ППТ, КФР, SFA) в настоящее время в литературе исследован недостаточно. В работе [10] было проведено сопоставление результатов прямых численных расчетов динамики ионизации атома водорода лазерным импульсом фемтосекундной длительности с данными, полученными в рамках модели ППТ. Было показано, что квазистатический режим туннельной ионизации реализуется лишь для энергий лазерного кванта  $\hbar\omega \leq 0.5$  эВ. При этом оказывается существенным не только выполнение неравенства  $\gamma \ll 1$ , но и обеспечение с большим запасом условия  $\hbar\omega/I \ll 1$ . В противном случае может иметь место заселение целой группы состояний дискретного спектра, что изменяет картину ионизации. Оказалось, что модель ППТ не только качественно, но и количественно описывает ионизацию атома водорода, в том числе и в неадиабатическом режиме вплоть до значений  $\gamma \approx 1.5$ –2, которые часто относят уже к многофотонной ионизации. При значениях  $\gamma \geq 2$  существенными оказываются многофотонные резонансы между  $1s$ -состоянием и одним из возбужденных атомных состояний, что приводит к отличию расчетных данных от предсказаний модели ППТ. Численные

расчеты показали, что естественным ограничением модели ППТ сверху по интенсивности является порог надбарьерной ионизации. При этом в области надбарьерных полей наблюдается тенденция к стабилизации системы, связанная с существенной перестройкой атомного спектра и формированием «атома, одетого полем» [11–13], что лежит за рамками модели ППТ.

Следует отметить, что в ряде работ (см., например, [14]) делается утверждение, что SFA практически не имеет ограничений по интенсивности и частоте излучения и может быть с успехом использовано, в том числе, для описания динамики ионизации в сверхатомных полях. В частности, в работе [15] в расчетах динамики ионизации основного состояния атома водорода в линейном и циркулярно поляризованных полях, выполненных в рамках SFA, было обнаружено явление уменьшения скорости ионизации с увеличением интенсивности излучения, на основании чего был сделан вывод о том, что модель SFA также успешно описывает эффект стабилизации квантовой системы в сильном лазерном поле. Однако вопрос о возможности использования модели SFA для описания ионизации атомов в сильном электромагнитном поле в области значений  $\gamma \gg 1$  остается до конца не исследованным.

Динамика ионизации квантовой системы в сильных (в том числе сверхатомных) полях в различных частотных диапазонах была исследована также в работе [16]. Было показано, что особенности процесса фотоионизации квантовой системы в сильном лазерном поле связаны с формированием потенциала Крамерса – Хеннебергера (КХ), причем в случае, если основное состояние свободного атома связано с континуумом многофотонным переходом, существенная перестройка энергетического спектра системы происходит в полях, соответствующих режиму надбарьерной ионизации. Если же энергия кванта превышает потенциал ионизации системы, существенное искажение формы исходного потенциала наблюдается в полях, для которых амплитуда колебаний свободного электрона превышает радиус действия потенциала. Для больших значений  $\hbar\omega$  соответствующее значение интенсивности может существенно превышать пороговое значение интенсивности надбарьерной ионизации. Следует отметить, однако, что в работе [16] была исследована одномерная модель квантовой системы с потенциалом конечного радиуса действия. Обобщение полученных в [16] данных на случай реального атома (трехмерной квантовой системы с дальнедействующим кулоновским потенциалом) представляет несомненный интерес.

Цель данной работы заключается в последовательном сопоставлении результатов расчетов однофотонной ионизации атома водорода в сильном электромагнитном поле, выполненных в рамках SFA, с данными, полученными путем «точного» численного решения начальной задачи о динамике атома водорода в поле волны, и анализе, в какой мере SFA можно использовать для описания ионизации реальных атомных систем. Полученные энергетические спектры фотоэлектронов, а также угловые распределения их вылета показывают, что в области, нелинейной по полю ионизации, приближение сильного поля даже на качественном уровне не описывает особенности процесса фотоионизации атома, заключающиеся в формировании атома КХ, устойчивость которого по отношению к ионизации может возрастать с увеличением интенсивности поля волны.

## 2. ПРИБЛИЖЕНИЕ СИЛЬНОГО ПОЛЯ

Как уже отмечалось, в основе приближения сильного поля лежит предположение о переходе под действием поля волны из начального невозбужденного атомного состояния в состояние континуума, описываемого волковской волновой функцией. В соответствии с [9], в атомной системе единиц выражение для вероятности фотоионизации в единицу времени в линейно поляризованном поле с углом  $\theta$  между направлением вылета электрона и вектором поляризации электрического поля волны описывается выражением

$$\frac{d\dot{W}}{d\Omega} = \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{n=n_0}^{\infty} p_n \left( \frac{p_n^2}{2} + I \right)^2 \left| \tilde{\phi}_i(\mathbf{p}_n) \right|^2 \times \left[ J_n \left( a_e p_n \cos \theta, -\frac{z}{2} \right) \right]^2. \quad (1)$$

Здесь  $p_n^2/2$  — кинетическая энергия фотоэлектрона, определяемая как

$$p_n^2/2 = n\omega - U_p - I, \quad (2)$$

$\tilde{\phi}_i(\mathbf{p}_n)$  — волновая функция исходного невозмущенного атомного состояния в  $p$ -представлении,  $J_n(u, v)$  — обобщенная функция Бесселя (см., например, [17]),  $a_e = \varepsilon_0/\omega^2$  — амплитуда колебательного движения электрона в поле электромагнитной волны,  $z = U_p/\omega$  — параметр Риса,  $U_p = \varepsilon_0^2/4\omega^2$  — ponderomotorный потенциал,  $\varepsilon_0$  — амплитуда электрического поля волны. Суммирование в выражении (1) идет по числу поглощенных фотонов от некоторого минимального количества

$$n_0 = \left\lceil \frac{I + U_p}{\omega} \right\rceil + 1$$

и до бесконечности. Полная вероятность ионизации в единицу времени может быть получена из (1) путем интегрирования по углу вылета электронов:

$$\dot{W} = 2\pi \int \frac{d\dot{W}}{d\Omega} \sin \theta d\theta.$$

Как и в первоначальной модели Келдыша, в формуле (1) не учитывается возможность промежуточных резонансов в состояниях дискретного спектра, а главное, при выборе конечного состояния в виде волковской волны не учитывается дальнедействующий характер кулоновского потенциала. В припороговой области это существенным образом сказывается на величине связывающего начальные и конечные состояния матричного элемента дипольного момента и его зависимости от энергии. Отмеченные особенности означают, что модель SFA применима, прежде всего, для описания фотоионизации электрона из потенциала конечного радиуса действия. Что касается фотоионизации атомов, то мы можем рассчитывать лишь на качественное совпадение с результатами «численных экспериментов». В случае однофотонной ионизации, который ниже будет подробно рассматриваться, в относительно слабых полях аргументы обобщенной функции Бесселя

$$u = a_e p \cos \theta, \quad v = z/2 = U_p/2\omega$$

малы по сравнению с единицей. При этом, в предположении, что импульс фотоэлектрона  $p \approx \sqrt{\omega}$ , получаем  $v \approx u^2$ , т. е. второй аргумент обобщенной функции Бесселя имеет более высокий порядок малости. Поэтому в общей сумме (1) по числу поглощенных квантов достаточно учесть лишь процесс однофотонного поглощения ( $n = n_0 = 1$ ), а в общем представлении для

$$J_n(u, v) = \sum_k J_{n-2k}(u) J_k(v) \quad (3)$$

оказывается возможным ограничиться единственным слагаемым

$$J_1(a_e p \cos \theta, z/2) \approx J_1(a_e p \cos \theta) J_0(z/2) - J_1(a_e p \cos \theta) J_1(z/2) + \dots \approx (a_e p \cos \theta)/2. \quad (4)$$

Для вероятности ионизации из выражения (1) с учетом (4) получим

$$\frac{d\dot{W}}{d\Omega} = \frac{1}{(2\pi)^2} p \left( \frac{p^2}{2} + I \right)^2 \left| \tilde{\phi}_i(\mathbf{p}) \right|^2 \frac{\varepsilon_0^2 p^2}{4\omega^4} \cos^2 \theta. \quad (5)$$

Учитывая, что в рассматриваемом случае  $p^2/2 \approx \omega - I$ , а также явное выражение для фурье-образа волновой функции  $1s$ -состояния [18]

$$\tilde{\phi}_i(\mathbf{p}) = \frac{8\sqrt{\pi}}{(1+p^2)^2},$$

получим

$$\frac{d\dot{W}}{d\Omega} \approx \frac{(\omega - I)^{3/2}}{\omega^2 (1 + 2(\omega - I))^4} P \cos^2 \theta. \quad (6)$$

Полученное выражение фактически соответствует первому порядку теории возмущений. Вероятность ионизации пропорциональна интенсивности излучения  $P$ , угловое распределение фотоэлектронов соответствует заселению  $p$ -состояний континуума, в пределе высоких частот  $\omega \gg I$  имеем хорошо известный результат

$$\frac{d\dot{W}}{d\Omega} \propto \omega^{-4.5}.$$

Однако выражение (6) дает неправильную припороговую зависимость вероятности ионизации от частоты излучения,

$$\frac{d\dot{W}}{d\Omega} \propto (\omega - I)^{3/2}.$$

Так, в соответствии с (6) на пороге  $\omega = I$  вероятность ионизации обращается в нуль, затем возрастает с увеличением частоты излучения, достигая максимума при некотором значении  $\omega$ , и лишь затем убывает при дальнейшем увеличении частоты. Такая зависимость вероятности ионизации от частоты излучения характерна для потенциала конечного радиуса действия и определяется зависимостью от энергии матричного элемента дипольного момента перехода из начального связанного состояния в конечное состояние континуума. В то же время для кулоновского потенциала максимум вероятности ионизации достигается на пороговом значении частоты излучения. Это связано с тем, что для кулоновского потенциала приближение волновых функций континуума плоскими волнами является неудовлетворительным, особенно вблизи порога ионизации. По

этой причине можно ожидать, что выражение (1) может быть использовано лишь для качественного анализа динамики ионизации атомов сильным полем.

### 3. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Для моделирования потенциала взаимодействия между электроном и ядром атома водорода в численных расчетах использовался сглаженный кулоновский потенциал

$$V(r) = -\frac{1}{\sqrt{r^2 + \alpha^2}},$$

где  $\alpha = 0.05$  ( $0.0265 \text{ \AA}$ ). Ранее такая модель атома водорода подробно анализировалась в работе [10]. Для выбранного значения параметра сглаживания  $\alpha$  энергия основного  $1s$ -состояния составляет  $E_{1s} = -13.30$  эВ, энергии всех лежащих выше состояний совпадают с соответствующими значениями для реального атома с точностью не хуже 1%, в частности,  $E_{2s} = -3.36$  эВ,  $E_{2p} = -3.38$  эВ.

Взаимодействие атома с электромагнитным полем рассматривалось в дипольном приближении

$$W = r \cos \theta_r \varepsilon(t), \quad (7)$$

где  $\varepsilon(t)$  — напряженность электрического поля волны, а  $\theta_r$  — угол между радиусом-вектором электрона  $\mathbf{r}$  и вектором  $\varepsilon(t)$ . При этом в дальнейших расчетах ось квантования момента количества движения была направлена вдоль вектора  $\varepsilon$  (ось  $z$ ).

Импульс электромагнитного поля задавался в виде

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0(t) \cos \omega t, \quad (8)$$

где огибающая  $\varepsilon_0(t)$  выбиралась следующим образом:

$$\varepsilon_0(t) = \begin{cases} \varepsilon_0 \sin^2 \frac{\pi t}{2t_f}, & t \leq t_f, \\ \varepsilon_0, & t_f \leq t \leq t_f + t_p, \\ \varepsilon_0 \cos^2 \left[ \frac{\pi [t - (t_f + t_p)]}{2t_f} \right], & t_f + t_p \leq t \leq 2t_f + t_p \end{cases}, \quad (9)$$

( $t_f$  и  $t_p$  — длительности фронтов и «полки» лазерного импульса).

Методика численного интегрирования нестационарного уравнения Шредингера, описывающего динамику ионизации атома водорода под действием внешнего электромагнитного поля, описана в работе [10]. В данной работе большая часть расчетов была выполнена для энергии кванта излучения  $\hbar\omega = 30$  эВ. При этом длительности переднего и заднего фронтов импульса генерации составляли  $t_f = 5T$  ( $T = 2\pi/\omega$  — период колебаний электрического поля волны), а длительность плато импульса равнялась  $t_p = 20T$ . Указанное значение  $t_f$  позволяет избежать очень быстрого нарастания интенсивности и возможности «срыва» электрона из атома на переднем фронте импульса. С другой стороны, величина  $t_p$  выбиралась из соображений, чтобы основная часть фотоэлектронов образовалась на плато лазерного импульса.

Вероятность ионизации атома  $W_i$  вычислялась по волновой функции  $\psi(\mathbf{r}, t)$ , полученной в результате численного интегрирования нестационарного уравнения Шредингера. Для этого вычислялись вероятности возбуждения  $W_{nl}$  различных стационарных состояний атомного гамильтониана  $|nl\rangle$ , а вероятность ионизации считалась равной

$$W_i = 1 - \sum_{n,l}^{n_{max}} W_{nl},$$

$n = 1, 2, \dots, n_{max}$ ,  $l = 0, 1, \dots, n - 1$ . Максимальное значение главного квантового числа выбиралось  $n_{max} = 13$ . Область локализации состояний с таким значением главного квантового числа составляет величину порядка  $150 \text{ \AA}$ , поэтому размер пространственной области интегрирования нестационарного уравнения Шредингера был выбран как  $r_0 = 180 \text{ \AA}$ . В ходе расчетов контролировалось, что в момент окончания лазерного импульса состояния с квантовыми числами вблизи  $n_{max}$  заселяются с маленькой вероятностью. Это позволяет пренебречь вероятностью заселения лежащих выше состояний  $n > n_{max}$  при вычислении вероятности ионизации. Для сопоставления результатов численных расчетов с данными, полученными в рамках SFA, по динамике ионизации в течение лазерного импульса вычислялись скорости ионизации в единицу времени, соответствующие «плато» воздействующего импульса (более подробно см. [10]). Отметим, что корректное введение понятия скорости ионизации возможно лишь в случае экспоненциального распада связанного состояния. Как мы увидим в дальнейшем, это не всегда возможно.

Спектр фотоэлектронов вычислялся с помощью фурье-разложения волновой функции электрона в континууме

$$W(\mathbf{k}) = \left| \tilde{\psi}_c(\mathbf{k}) \right|^2, \quad (10)$$

где

$$\tilde{\psi}_c(\mathbf{k}) = \int \psi_c(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d^3r. \quad (11)$$

Здесь  $\psi_c(\mathbf{r})$  — волновая функция электрона в континууме, полученная путем вычитания из полной волновой функции системы части, принадлежащей дискретному спектру.

Для конкретного значения угла  $\theta$  вылета электронов относительно вектора поляризации электрического поля из выражения (11) получаем

$$\tilde{\psi}_c(k, \theta) = \int \psi_c(\mathbf{r}) J_0(kr \sin \theta_r \sin \theta) \times \exp(-ikr \cos \theta_r \cos \theta) r^2 dr \sin \theta_r d\theta_r. \quad (12)$$

В частности, для угла вылета в направлении электрического поля волны  $\theta = 0$  получаем

$$\begin{aligned} \tilde{\psi}_c(k, \theta = 0) &= \\ &= \int \psi_c(\mathbf{r}) \exp(-ikr \cos \theta_r) r^2 dr \sin \theta_r d\theta_r. \end{aligned} \quad (13)$$

В выражениях (12) и (13) угол  $\theta_r$  — это угол, под которым радиус-вектор  $\mathbf{r}$  направлен к оси  $z$ . Спектральное разложение (11) проводилось через некоторый промежуток времени после окончания лазерного импульса, так чтобы волновой пакет успел покинуть область действия потенциала. Импульсное распределение электронов (12) легко может быть пересчитано в энергетическое:

$$W(k, \theta) k^2 dk = W(E, \theta) \sqrt{2E} dE = \tilde{W}(E, \theta) dE. \quad (14)$$

Такой способ определения энергетического спектра фотоэлектронов использовался в работе [19] при изучении фотоотрыва электрона из потенциала конечного радиуса действия. В случае фотоотрыва электрона из кулоновского потенциала возможность использования такого способа требует дополнительного уточнения. Действительно, при движении волнового пакета в континууме после окончания лазерного импульса его кинетическая энергия продолжает изменяться, что обусловлено дальнедействующим характером кулоновского потенциала. Поэтому расчеты энергетического спектра фотоэлектронов с помощью выражений (12), (14) справедливы лишь в той мере, в которой изменением кинетической энергии фотоэлектронов во времени можно пренебречь. Более подробно на обсуждении точности расчетов

энергетических распределений фотоэлектронов мы остановимся ниже.

Интегрирование квадрата модуля волновой функции в импульсном представлении  $|\tilde{\psi}_c(\mathbf{k})|^2$  по модулю волнового вектора дает угловое распределение вылета фотоэлектронов. Однако более удобным оказался другой способ определения угловых распределений, не связанный с необходимостью удерживать в памяти компьютера полную информацию о волновой функции системы. Для расчета угловых распределений мы вычисляли квантовомеханический ток вероятности

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \frac{\hbar}{2mi} (\psi^*(\mathbf{r}, t) \nabla \psi(\mathbf{r}, t) - \psi(\mathbf{r}, t) \nabla \psi^*(\mathbf{r}, t))$$

через некоторую сферическую поверхность радиуса  $L$ , в центре которой находится атом. Было показано, что при достаточно больших значениях радиуса поверхности этой сферической оболочки (ее радиус должен выбираться в зависимости от интенсивности, частоты излучения и длительности импульса) отличной от нуля является только радиальная компонента тока вероятности. Тогда угловое распределение фотоэлектронов за импульс может быть определено как

$$\frac{dW(\theta)}{d\Omega} \propto 2\pi \int j_r(r=L, \theta, t) dt. \quad (15)$$

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В данной работе мы остановимся только на процессе однофотонной ионизации атома водорода. Результаты расчетов вероятности ионизации в едини-

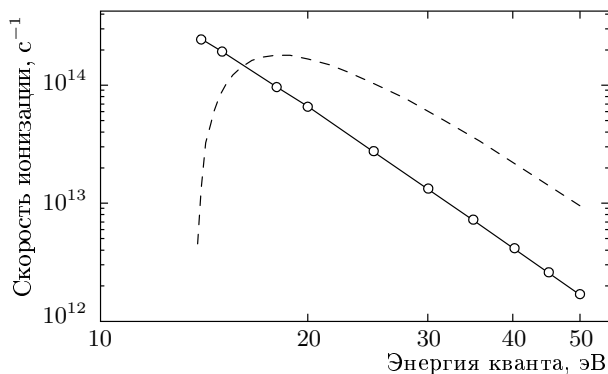


Рис. 1. Вероятность ионизации в единицу времени атома водорода в основном состоянии в зависимости от частоты излучения для интенсивности  $P = 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>: сплошная кривая — прямые численные расчеты, штриховая кривая — SFA

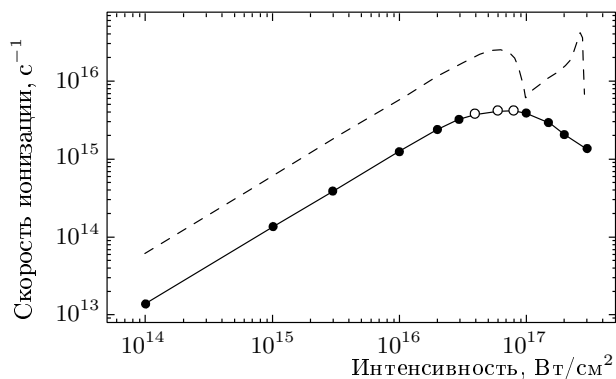


Рис. 2. Зависимость вероятности ионизации в единицу времени от интенсивности излучения для  $\hbar\omega = 30$  эВ. Сплошная кривая — результаты «точных» расчетов, штриховая кривая — SFA. Светлые кружки на сплошной кривой соответствуют области значений интенсивности, в которой распад начального состояния является неэкспоненциальным. Соответственно, понятие скорости ионизации в этом случае может быть введено лишь приближенно

цу времени,  $\dot{W}$ , полученные в приближении сильного поля и в рамках прямых численных расчетов в зависимости от частоты излучения (для заданной интенсивности  $P = 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) приведены на рис. 1. При указанном значении интенсивности оба аргумента обобщенной функции Бесселя малы, поэтому в выражении (1) основной вклад в вероятность ионизации дает процесс однофотонного поглощения (5). Обе полученные зависимости характеризуются быстрым уменьшением вероятности ионизации в единицу времени с ростом частоты излучения. Однако количественное отличие полученных данных достаточно велико. Кроме того, вблизи порога однофотонной ионизации полученные зависимости отличаются даже на качественном уровне. Использование плоской волновой функции для описания состояния континуума в рамках модели SFA привело к тому, что скорость ионизации возрастает в интервале от порога до примерно двадцати электронвольт, в то время как в «точных» расчетах наблюдается быстрое убывание скорости ионизации от порога процесса. Для того чтобы отмеченная особенность модели SFA не оказывала существенного влияния на сопоставление результатов расчетов в сильных полях, в дальнейшем мы будем использовать значение частоты излучения, соответствующее кванту  $\hbar\omega = 30$  эВ.

Обсудим теперь полученные зависимости вероятности ионизации атома в единицу времени от интенсивности излучения. Эти зависимости, получен-

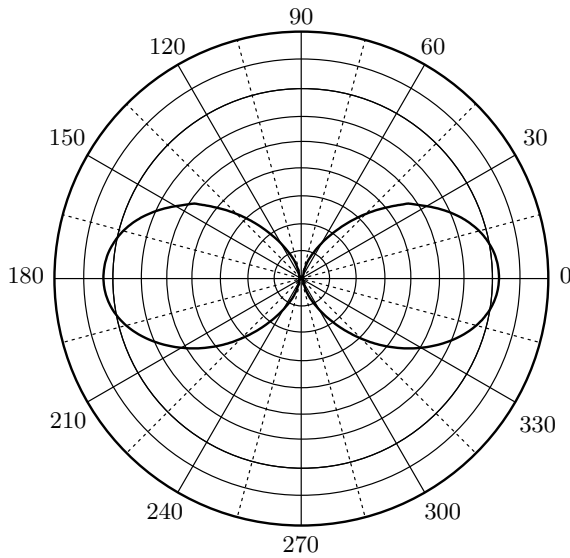


Рис. 3. Угловое распределение вылета фотоэлектронов при ионизации  $1s$ -состояния атома водорода излучением с  $\hbar\omega = 30$  эВ и  $P = 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>

ные в рамках SFA и путем численного интегрирования нестационарного уравнения Шредингера, представлены на рис. 2. Как уже отмечалось, мы можем анализировать совпадение кривых лишь на качественном уровне. Расчеты показывают, что в области относительно слабых полей ( $P \leq 2 \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>) зависимость  $\dot{W}(P)$ , полученная как методом численного интегрирования нестационарного уравнения Шредингера, так и в модели SFA, является линейной, что соответствует справедливости приближения однофотонной ионизации и первого порядка теории возмущений. Этот факт подтверждается также угловой диаграммой вылета фотоэлектронов, которая с высокой степенью точности описывается зависимостью (6) как в SFA, так и в «точных» расчетах (см. рис. 3). В области интенсивностей  $P \geq 4 \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> ситуация кардинально меняется. Зависимость  $\dot{W}(P)$ , полученная численными расчетами, сначала выходит на насыщение, а в области интенсивностей  $P \geq 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> при дальнейшем возрастании интенсивности вероятность ионизации в единицу времени начинает убывать, т. е. возникает эффект стабилизации атома в сильном поле. Немонотонность зависимости скорости ионизации от интенсивности излучения наблюдается и в модели Риса, причем эта немонотонность также наблюдается в области интенсивностей  $P \geq 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>. В этом смысле модель Риса на качественном уровне правильно описывает зависимость  $\dot{W}(P)$ . Однако, как

мы увидим в дальнейшем, физическое содержание модели Риса не соответствует физической картине динамики ионизации в сильном поле.

Действительно, явление стабилизации в рассматриваемых условиях связывают с существенной перестройкой атомных состояний в сильном поле излучения и с формированием атома, «одетого» полем, так называемого атома Крамерса – Хеннебергера (более подробно см. обзор [12]). Атом КХ в сильном поле характеризуется двухъямным потенциалом, ширина которого порядка удвоенной амплитуды колебаний свободного электрона в лазерном поле  $a_e$ . Одним из основных свойств атома КХ является повышение его устойчивости по отношению к ионизации с ростом лазерной интенсивности, причем порог стабилизации обычно соответствует условию формирования двухъямного потенциала и дихотомической структуры волновой функции основного состояния. Для атома водорода в  $1s$ -состоянии это означает  $a_e > 1$ , что в случае  $\hbar\omega = 30$  эВ соответствует интенсивности излучения приблизительно  $5 \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. Это значение действительно хорошо согласуется с результатами численных расчетов. Модель SFA также демонстрирует возникновение нелинейности на зависимости  $\dot{W}_i(P)$  в указанном диапазоне интенсивностей излучения. Однако выяснение физических причин возникновения этой нелинейности требует дополнительного изучения.

Для более детального выяснения особенностей процесса ионизации атома в сильном поле излучения перейдем к обсуждению спектров фотоэлектронов и угловых распределений их вылета. В рамках модели SFA энергетические спектры определяются законом сохранения энергии (2) и состоят из набора пиков, отстоящих на величину кванта поля. Величины этих пиков определяются парциальными вероятностями поглощения определенного числа фотонов, при этом поглощение надпороговых фотонов становится достаточно вероятным, когда параметр Риса  $z = U_p/\omega$  становится порядка  $n_{min}$ , где  $n_{min}$  — минимально необходимое число квантов для перехода в континуум. Это условие оказывается выполненным при  $P \sim 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. В более слабых полях картина ионизации определяется закрытием каналов: положение всех пиков с увеличением интенсивности смещается в область меньших энергий, что связано с наличием пондермоторного сдвига границы континуума<sup>1)</sup>. При значении интенсивности, определяе-

<sup>1)</sup> Напомним, что в модели SFA начальное состояние считается невозмущенным внешним электромагнитным полем и его штарковский сдвиг не учитывается.

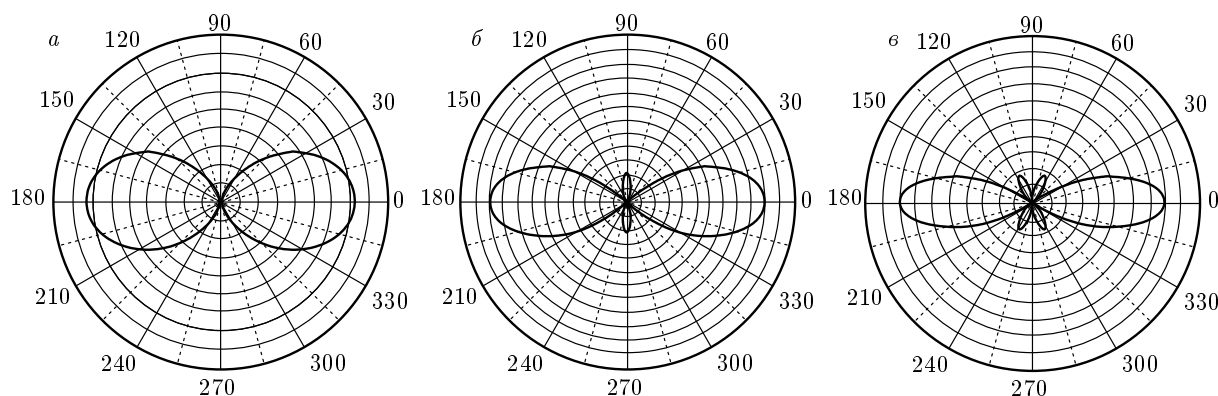


Рис. 4. Рассчитанные в рамках SFA угловые распределения вылета фотоэлектронов при ионизации  $1s$ -состояния атома водорода излучением с  $\hbar\omega = 30$  эВ. Интенсивность излучения  $P = 6 \cdot 10^{16}$  (а),  $1.5 \cdot 10^{17}$  (б),  $3 \cdot 10^{17}$  (в) Вт/см<sup>2</sup>

мом выражением

$$p^2/2 = \omega - U_p - I = 0, \quad (16)$$

однофотонный канал ионизации закрывается. При энергии кванта 30 эВ условие (16) оказывается выполненным при  $P = 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> и хорошо совпадает с положением минимума на кривой зависимости  $\dot{W}(p)$ , полученной в модели SFA (см. рис. 2). В области интенсивностей  $P > 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> ионизация оказывается двухфотонной, а ее вероятность снова возрастает с увеличением интенсивности излучения. Однако при  $P \approx 2.5 \cdot 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> закрывается уже двухфотонный канал ионизации, что приводит к новому провалу на кривой  $\dot{W}(P)$ . Смена порядков многофотонности процесса ионизации также отчетливо видна из угловых распределений вылета фотоэлектронов, рассчитанных с помощью формулы (1) и представленных на рис. 4. Так, рис. 4а соответствует режиму однофотонной ионизации. Случай, представленный на рис. 4б, соответствует интенсивности  $1.5 \cdot 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>, т. е. двухфотонной ионизации, которая приводит к заселению преимущественно  $d$ -состояний в континууме. Аналогично, для  $P = 2.5 \cdot 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> (см. рис. 4в) ионизация становится трехфотонной, а в континууме преимущественно заселяются  $f$ -состояния. Таким образом, в рамках модели Риса все особенности динамики ионизации атома в сильном поле находят свое объяснение в рамках представления о закрытии каналов ионизации.

Однако численные расчеты показывают, что физика процесса отлична от картины ионизации, возникающей в модели SFA. Действительно, на рис. 5 приведены спектры фотоэлектронов, образующихся в процессе ионизации, при различных значе-

ниях интенсивности излучения. Как уже отмечалось выше, эти спектры были получены с помощью импульсного разложения электронной волновой функции в континууме. Поэтому достоверность полученных результатов требует дополнительного обсуждения. При ионизации атома излучением с  $\hbar\omega = 30$  эВ энергия фотоэлектрона в континууме составляет 15–20 эВ, что соответствует скорости движения приблизительно  $2\text{--}3 \cdot 10^8$  см/с. Обладая такой скоростью, за время порядка длительности лазерного импульса электрон удалится от родительского центра на расстояние около 20–30 Å. Значит, характерная величина потенциальной энергии взаимодействия фотоэлектрона с атомным ядром составляет несколько десятых электронвольта. Следовательно, с точностью приблизительно 2–3% влиянием кулоновского потенциала на энергетический спектр электронов в континууме можно пренебречь.

Основной особенностью полученных нами энергетических спектров, в отличие от предсказаний модели SFA, является смещение положения пиков фотоионизации в область больших энергий с увеличением интенсивности. Фактически это означает, что энергия штарковского сдвига основного состояния атома положительна и больше, чем энергия сдвига границы континуума, в результате чего потенциал ионизации атома в поле электромагнитной волны уменьшается. Такая ситуация возникает в результате существенной перестройки атомного спектра в сильном лазерном поле и формирования атома КХ (более подробно см. работу [12] и ссылки в ней). В таком режиме закрытие каналов ионизации оказывается невозможным в принципе.

Угловые распределения фотоэлектронов, полученные прямыми численными расчетами (см.



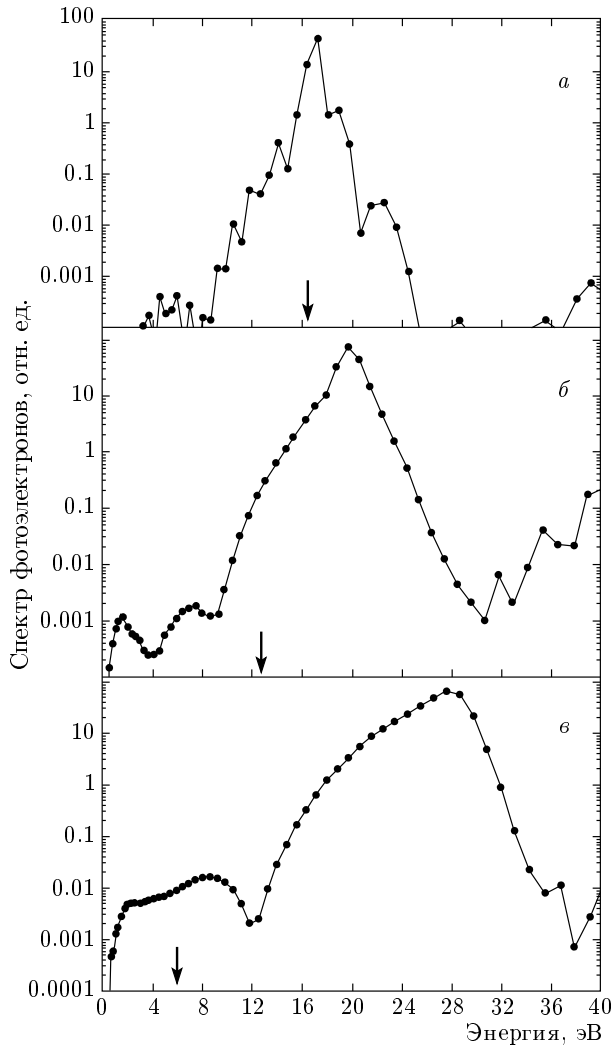


Рис. 5. Энергетические спектры фотоэлектронов при вылете в направлении электрического поля волны для различных значений интенсивности излучения:  $10^{15}$  (а),  $2 \cdot 10^{16}$  (б),  $8 \cdot 10^{16}$  (в) Вт/см<sup>2</sup>. Стрелками показано положение первого ионизационного пика в рамках SFA

рис. 6), также не согласуются с представлением о закрытии каналов ионизации (см. рис. 4). Они характеризуются все более ярко выраженным вылетом электронов в направлении колебаний вектора электрического поля волны, что обусловлено потерей сферической симметрии атомного потенциала и формированием вытянутого по полю потенциала КХ. При этом существенное искажение углового распределения фотоэлектронов наблюдается уже для значения интенсивности  $P = 2 \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>, т. е. в условиях, когда амплитуда колебаний свободного электрона мала по сравнению с характерным

атомным размером  $a_e < 1$ . В работах [20,21] было показано, что в случае однофотонной связи атомных состояний с континуумом спектр атома с учетом штарковского сдвига уровней есть не что иное, как энергетический спектр электрона в потенциале КХ

$$V_{KH}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V(\mathbf{r} - \mathbf{e}_z a_e \cos \xi) d\xi \quad (17)$$

(здесь  $\mathbf{e}_z$  — единичный вектор, направленный вдоль оси  $z$ ), причем сам потенциал КХ в случае выполнения условия  $a_e < 1$  может быть представлен в виде

$$V_{KH}(\mathbf{r}) \approx -\frac{1}{r} - \frac{a_e^2}{2} \frac{1}{r^3} P_2(\cos \theta_r) + \dots, \quad (18)$$

где  $P_l(\cos \theta_r)$  — полином Лежандра. При этом переходы из связанного состояния в потенциале КХ в континуум вызываются гармониками этого потенциала, общее выражение для которых записывается в виде

$$V_{KH}^{(j)}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V(\mathbf{r} - \mathbf{e}_z a_e \cos \xi) \exp(-ij\xi) d\xi. \quad (19)$$

В сравнительно слабых полях, соответствующих однофотонному режиму ионизации, основной вклад в ионизацию дает первая гармоника  $V_{KH}^{(1)}(\mathbf{r})$ . При  $a_e < 1$  выражение для нее имеет вид [20,21]

$$V_{KH}^{(1)}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2} \frac{a_e}{r^2} P_1(\cos \theta_r) - \frac{3}{16} \frac{a_e^3}{r^4} P_3(\cos \theta_r) + \dots \quad (20)$$

Это означает, что при однофотонной ионизации атома помимо заселения  $p$ -состояний будут происходить также переходы в состояния континуума с более высокими нечетными значениями орбитального момента. Именно такая ситуация и представлена на рис. 6а,б. Как следствие, возникает вытягивание угловой диаграммы вылета фотоэлектронов в направлении электрического поля волны. Подчеркнем еще раз, что такая картина процесса качественно отличается от предсказания модели SFA, в рамках которой из-за сдвига границы континуума ионизация сначала становится двухфотонной, потом трехфотонной, а в континууме, соответственно, преимущественно заселяются сначала  $d$ -, а потом  $f$ -состояния (см. рис. 4б,в).

Таким образом, результаты численных расчетов однозначно доказывают, что в присутствии сильного поля волны атом водорода существует в форме

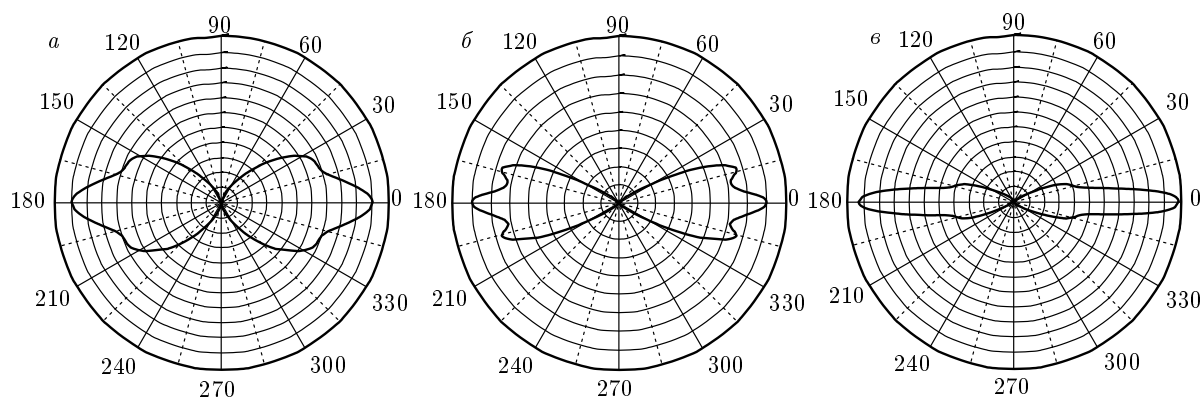


Рис. 6. Полученные в результате прямых численных расчетов угловые распределения вылета фотоэлектронов при ионизации  $1s$ -состояния атома водорода излучением с  $\hbar\omega = 30$  эВ. Интенсивность излучения  $P = 2 \cdot 10^{16}$  (а),  $6 \cdot 10^{16}$  (б),  $10^{17}$  (в) Вт/см<sup>2</sup>

атома КХ. Возникновение эффекта стабилизации в такой системе связано с нелинейной зависимостью матричных элементов гармоник потенциала КХ от интенсивности излучения (см., например, обзор [12] и ссылки в нем).

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе проведено исследование процесса однофотонной ионизации основного состояния атома водорода и возможности описания этого процесса в рамках так называемого приближения сильного поля. Показано, что модель SFA на качественном уровне правильно описывает процесс ионизации в режиме теории возмущений и правильно определяет диапазон интенсивностей излучения, в котором ионизация становится нелинейной. В области нелинейной ионизации модель SFA предсказывает немонотонную зависимость вероятности ионизации от интенсивности излучения, обусловленную пондермоторным сдвигом границы континуума и закрытием каналов ионизации. В то же время расчеты энергетических и угловых распределений фотоэлектронов, полученных в рамках метода прямого численного интегрирования нестационарного уравнения Шредингера, не согласуются с предсказаниями модели SFA и убедительно доказывают, что особенности ионизации атома в сильных полях и, в том числе, возникновение эффекта стабилизации, объясняются формированием атома КХ, который характеризуется уменьшением потенциала ионизации с увеличением напряженности электрического поля волны и повышением устойчивости по отношению к ионизации при

превышении некоторого критического значения интенсивности излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 06-02-16278), фонда «Династия» в рамках программы поддержки молодых ученых, докторов наук, а также гранта Президента РФ (НШ № 7101.2006.2).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1945 (1964).
2. А. М. Переломов, В. С. Попов, М. В. Терентьев, ЖЭТФ **50**, 1393 (1966); **51**, 309 (1966).
3. А. М. Переломов, В. С. Попов, ЖЭТФ **52**, 514 (1967)
4. В. С. Попов, В. П. Кузнецов, А. М. Переломов, ЖЭТФ **53**, 331 (1967).
5. В. С. Попов, УФН **174**, 921 (2004).
6. F. H. M. Faisal, J. Phys. B **6**, L89 (1973).
7. H. R. Reiss, Phys. Rev. A **22**, 1786 (1980).
8. H. R. Reiss, Phys. Rev. A **42**, 1476 (1990).
9. H. R. Reiss, Prog. Quantum Electron. **16**, 1 (1992).
10. Е. А. Волкова, В. В. Гридчин, А. М. Попов, О. В. Тихонова, ЖЭТФ **123**, 48 (2006).
11. M. Gavrilu, J. Phys. B **35**, R147 (2002).
12. A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, J. Phys. B **36**, R125 (2003).

13. M. V. Fedorov, *Atomic and Free Electrons in a Strong Light Field*, World Scientific, Singapore (1997).
14. D. P. Crawford and H. R. Reiss, *Phys. Rev. A* **50**, 1844 (1994).
15. H. R. Reiss, *Phys. Rev. A* **46**, 391 (1992).
16. A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, *J. Phys. B* **32**, 3331 (1999).
17. H. R. Reiss and V. P. Krainov, *J. Phys. A: Math. Gen.* **36**, 5575 (2003).
18. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1974).
19. Е. А. Волкова, А. М. Попов, О. В. Тихонова, *ЖЭТФ* **120**, 1336 (2001).
20. Е. А. Волкова, А. М. Попов, О. В. Тихонова, *ЖЭТФ* **116**, 1929 (1999).
21. A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, *Laser Phys.* **10**, 188 (2000).